THÈSES

présentées

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Panayotis SYRMALENIOS

Ingénieur de l'Université Technique Nationale d'Athènes
Ingénieur en Génie Atomique de l'I.N.S.T.N.

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'interaction bioxyde d'uranium-sodium.

Développement d'un modèle théorique. Adaptation de ce modèle à des résultats expérimentaux.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 27 Septembre 1973, devant la Commission d'Examen

MM. L. NÉEL, Membre de l'Institut	*Président*
R. BARJON A. SANTON	*Examinateurs*
H. MONDIN J. COSTA	*Invités*

THÈSES

présentées

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Panayotis SYRMALENIOS

Ingénieur de l'Université Technique Nationale d'Athènes
Ingénieur en Génie Atomique de l'I.N.S.T.N.

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'interaction bioxyde d'uranium-sodium.

Développement d'un modèle théorique. Adaptation de ce modèle à des résultats expérimentaux.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 27 Septembre 1973, devant la Commission d'Examen

MM. L. NÉEL, Membre de l'Institut		*Président*
R. BARJON A. SANTON	}	*Examinateurs*
H. MONDIN J. COSTA	}	*Invités*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES :

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique Chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique Ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physiques Nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique

Mme DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM. DEBELMAS Jacques	Géologie générale
DEGRANGE Charles	Zoologie
DESRE Pierre	Métallurgie
DESSAUX Geoges	Physiologie animale
DODU Jacques	Mécanique appliquée
DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
DREYFUS Bernard	Thermodynamique
DUCROS Pierre	Cristallographie
DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
FELICI Noël	Electrostatique
GAGNAIRE Didier	Chimie physique
GALLISSOT François	Mathématiques Pures
GALVANI Octave	Mathématiques Pures
GASTINEL Noël	Analyse numérique
GEINDRE Michel	Electroradiologie
GERBER Robert	Mathématiques Pures
GIRAUD Pierre	Géologie
KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme KOFLER Lucie	Botaniques et Physiologie végétale
MM. KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
LACAZE Albert	Thermodynamique
LACHARME Jean	Biologie végétale
LAJZEROWICZ Joseph	Physique
LATREILLE René	Chirurgie générale
LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
LEDRU Jean	Clinique médicale B
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
LOUP Jean	Géographie
Mme LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MM. MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
MALINAS Yves	Clinique obstétricale
MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
MASSEPORT Jean	Géographie
MAZARE Yves	Clinique médicale A
MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
MOURIQUAND Claude	Histologie
MOUSSA André	Chimie nucléaire
NEEL Louis	Physique du Solide
OZENDA Paul	Botanique
PAUTHENET René	Electrotechnique
PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
PERRET René	Servomécanismes
PILLET Emile	Physique industrielle
RASSAT André	Chimie systématique
RENARD Michel	Thermodynamique

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544319_0029

MM.	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Phamacie galénique
Mr.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique

MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Cirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
	BRODEAU François	Mathématique (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie

MM.	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique Atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale
	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean-Claude	Chimie générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
CHEEKE John	Thermodynamique
GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme BERIEL Hélène	Physiologie
Mme RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

A ma mère

REMERCIEMENTS

Monsieur le Professeur NEEL, Membre de l'Institut, Prix Nobel de Physique, m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du Jury d'Examen de ces thèses qui ont été réalisées grâce à l'accueil chaleureux que Monsieur MONDIN, Chef du Département de Transfert et de Conversion d'Energie du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, a bien voulu me réserver et à la confiance qu'il n'a cessé de me témoigner.

Je suis très sensible à l'honneur qu'ils m'ont fait ainsi. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur BARJON d'avoir bien voulu assurer la direction de ces thèses.

Ma gratitude s'adresse également à Monsieur le Professeur SANTON qui a bien voulu me faire l'honneur de participer à la Commission d'examen.

Que Monsieur SEMERIA, Chef du Service des Transferts Thermiques dont les conseils ont été pour moi des éléments importants pour mener à bien cette étude, veuille trouver ici tous mes remerciements.

Je remercie également Monsieur COSTA, ingénieur au Service des Transferts Thermiques : son aide permanente a permis la réalisation du présent travail, grâce à ses suggestions, conseils et à la confrontation fréquente de nos idées.

Je tiens à remercier Monsieur AMBLARD, ingénieur au service des Transferts Thermiques qui a bien voulu me faire bénéficier des résultats de ses expériences, ainsi que Monsieur GERBAUX, Chef du bureau de Calcul qui m'a guidé dans la résolution du système mathématique.

Je remercie tout le personnel du Service des Transferts Thermiques, auprès de qui j'ai toujours trouvé un accueil sympathique et une aide précieuse.

TABLE DES MATIERES

Pages

NOMENCLATURE

INTRODUCTION

Chapitre I - ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE 6

I.1. L'interaction d'un corps chaud avec un liquide froid et ses conséquences. 6

I.2. Les expériences. 7

I.3. Les mécanismes de l'interaction 10

I.4. Energie mécanique libérée par l'interaction combustible/réfrigérant. 19

Chapitre II - LE MODELE PROPOSE 31

II.1. Généralités 31

II.2. Les hypothèses du modèle et leur justification 31

II.3. Formulation mathématique du modèle 41

II.4. Le système mathématique et la méthode de résolution. 47

Chapitre III - UTILISATION DU CODE "CORFCU" POUR L'INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 49

III.1. L'expérience d'expulsion d'une colonne de sodium froid par la détente d'une masse de sodium surchauffée 49

III.2. Expérience de fusion par effet Joule d'une aiguille d'UO_2 entouré de sodium statique (expérience JEF) 56

III.3. Expérience d'interaction d'UO_2 fondu par haute fréquence avec du sodium liquide (expérience CORECT I) 64

Pages

Chapitre IV - COMPARAISON DU CODE "CORFOU" AVEC D'AUTRES MODELES EN COURS DE DEVELOPPEMENT 74

IV.1. Introduction 74

IV.2. Les exercices sur lesquels la comparaison des modèles d'interaction UO_2/Na est basée et les solutions obtenues à l'aide du code CORFOU 74

IV.3. Conclusions. 77

Chapitre V - CONCLUSIONS 79

ANNEXES.

REFERENCES.

TABLEAUX.

FIGURES.

NOMENCLATURE*

A	Surface	cm^2
a	Diffusivité thermique	cm^2/s
Bi	Nombre de BIOT $(\frac{hr}{\lambda})$	
C	Chaleur spécifique	cal/gr °C
D, d	Diamètre	cm
E	Energie spécifique	cal/gr
$\mathcal{F}$	Puissance nucléaire spécifique	cal/gr s
F	Force	dyne
f	Flux de chaleur	$cal/s.cm^2$
g	Accélération de la pesanteur	cm/s^2
H	Enthalpie totale	cal
h,h'	Coefficient de transfert de la chaleur	cal/°C cm^2.s
h_{indice}	Enthalpie spécifique	cal/gr
J	Coefficient	
k	Coefficient	
L	Chaleur latente	cal/gr
L,l	Hauteur	cm
M,m	Masse	gr
n	Rayon	cm
$\vec{n}$	Vecteur normal unitaire	
P	Pression	bar
p	Probabilité	
Q,q	Quantité de chaleur	cal
R,r	Rayon	cm
R_o	Rayon de gros grains	cm
R	Résistance électrique	Ω
r_o	Rayon des petits grains	cm
S_i	Aire d'interface	cm^2
S	Surface, source de chaleur	cm^2
T	Température	°C(ou °K)

* non valable pour le chapitre I.

t	Temps	s
U	Energie interne	cal/gr
u	Vitesse	cm/s
V	Volume	cm^3
v	Volume spécifique	cm^3/gr
w	Fonction définie dans le texte	
Y	Fonction donnée.	

INDICES

c	Combustible
exp	Expansion
f	Frottement
G	Gros grains, grains en général dans le cas d'un seul groupe.
g	Petit grain , gravité
i	Nombre entier
ℓ	Liquide chaud
ℓf	Liquide froid
Na	Sodium
P	Pression
R_o	Gros grains
r	Grain
r_o	Petit grain
rf	réfrigérant
s	Surface
Sat	Saturation
UO_2	Bioxyde d'uranium
v	Vapeur
∞	Sortie du canal, milieu infini.

LETTRES GRECQUES

α	Taux de vide	
γ	Accélération	cm/s^2
ε	Coefficient d'émissivité	
θ	Température	°C
Λ	Coefficient de frottement	
λ	Conductibilité thermique	cal/°C cm.s (ou W/°C.cm)
ρ	résistivité électrique	Ω.cm
ρ	Densité	gr/cm^3
$\bar{\bar{\tau}}$	Tenseur de contrainte due aux forces de viscosité	gr/s^2 cm
Φ	Energie potentielle	dyne
φ	Flux de chaleur	cal/cm^2 s
χ	Grandeur définie dans le texte.	

0. INTRODUCTION

La présente étude s'inscrit dans le cadre général des études de sûreté des réacteurs à neutrons rapides. Ces études sont particulièrement importantes, à l'heure actuelle, parce que les réacteurs rapides de par leur propriété surrégénératrices devraient connaître un grand développement [1].

La plupart des réacteurs de ce type qu'ils soient expérimentaux ou producteurs de puissance, utilisent du combustible constitué de mélange bioxyde d'uranium-bioxyde de plutonium et son refroidis au sodium liquide (voir ci-dessous remarque sur le programme français).

A la base de tout accident dans le coeur d'un réacteur il y a un déséquilibre entre la puissance dissipée par les fissions et la puissance évacuée par le réfrigérant en ce sens que la première devient supérieure à la seconde.

Les causes de ce déséquilibre pourraient être, par exemple :

- soit une excursion de puissance causée par une montée incontrôlée de réactivité.
- soit une baisse du débit du réfrigérant, elle-même due soit à l'arrêt des pompes soit à des bouchages, qui ne serait pas suivie par une baisse de la puissance.

Le but des recherches menées dans le cadre de la sûreté des réacteurs et plus particulièrement des réacteurs à neutrons rapides est de prédire le déroulement des évènements qui suivraient l'apparition d'une de ces causes de déséquilibre de manière à ce que les projeteurs, d'une part connaissent le temps dont on dispose pour agir compte tenu du temps au bout duquel les dégats devraient arriver, et d'autre part, prennent les mesures nécessaires pour limiter au maximum les conséquences de l'accident.

En général la phase initiale de l'accident qui est une montée anormale de la température du combustible, est suivie de l'ébullition du réfrigérant (vers 1000°C).

Mais l'ébullition ne constitue qu'une étape intermédiaire de l'accident dont la phase finale si elle était atteinte consisterait en la destruction partielle ou globale du coeur, par la fusion vers 3000°C d'une partie du combustible ou de toute sa masse dans le cas le plus pessimiste et à l'interaction du combustible fondu avec le réfrigérant.

Lors de l'interaction l'énergie thermique dégagée par les fissions et accumulée dans le combustible fondu (vers 3000°C) peut dans certains cas se transmettre au réfrigérant, dont la température initiale est d'environ 600°C, d'une manière telle qu'il se produise une vaporisation explosive du sodium dont les conséquences pourraient être destructrices.

Le rendement de la transformation de l'énergie thermique en énergie mécanique peut être élevé et l'explosion du réacteur américain SL-1 (voir ch. I1) a mis en évidence le danger que comporte une telle interaction lorsque le combustible est métallique et le réfrigérant est de l'eau.

L'interaction sodium-combustible est à l'heure actuelle un des problèmes les plus importants du point de vue de la sûreté des réacteurs rapides et l'objet du présent travail est de contribuer à l'amélioration des connaissances des conditions qui peuvent conduire à une interaction violente.

On distingue en fonction des quantités mises en jeu trois types possibles d'interaction combustible fondu-sodium dans le coeur du réacteur qui sont respectivement [5] :

Type A. : fusion locale d'une aiguille combustible et mise en contact du combustible avec le sodium environnant.

La cause principale de fusion d'une aiguille est un défaut local de refroidissement dû au bouchage, par des corps entraînés par le sodium du sous-canal associé à cette aiguille, ou à l'isolement thermique de l'aiguille par des gaz de fission échappés d'une ou plusieurs aiguilles défaillantes voisines.

Une autre cause de fusion de l'aiguille peut être un transitoire local de puissance dû à la défaillance de l'aiguille même.

La probabilité de défaillance d'une aiguille augmente principalement avec son âge c'est-à-dire avec la durée pendant laquelle elle a fonctionné (taux d'irradiation). Toute une série de problèmes mécaniques, métallurgiques et chimiques se posent à cet égard.

Type B : destruction d'un assemblage par la fusion de plusieurs de ses aiguilles et interaction combustible-réfrigérant au sein de l'assemblage.

Ce type d'accident a son origine dans un défaut de refroidissement dû à une diminution du débit de sodium dans l'assemblage. Les causes de cette diminution du débit peuvent être les suivantes :

- Bouchage du pied de l'assemblage par des matériaux entraînés par le sodium (morceaux métalliques, accumulation de morceaux d'aiguille défaillante).

- Mauvais fonctionnement ou arrêt d'une pompe de sodium.

- Variation de la configuration de la section de passage du sodium dans l'assemblage, suite à un rapprochement des aiguilles qui pourrait être dû à la défaillance simultanée de plusieurs aiguilles ou à des ondes de choc dont l'origine serait une interaction combustible-réfrigérant dans un autre endroit du coeur.

Un accident de ce type c'est-à-dire la fusion partielle du combustible simultanément dans deux assemblages s'est produit en 1966 dans le réacteur expérimental à neutrons rapides Enrico Fermi (Etats-Unis) [6]. Le bouchage du pied des assemblages par des morceaux métalliques a été identifié comme la cause de l'accident.

Type C : interaction combustible-réfrigérant au niveau de l'ensemble du coeur du réacteur.

La cause principale d'un tel accident serait une excursion de la puissance. Il en résulterait une fusion du coeur ou tout au moins d'une partie importante de celui-ci et mise en contact du combustible fondu avec le réfrigérant.

Enfin un accident de ce type (C) pourrait aussi se produire si plusieurs accidents du type B se produisaient simultanément ou s'il y avait propagation de l'accident du type B d'un assemblage à l'autre.

Le but de la présente étude est une contribution à la connaissance des mécanismes qui constituent le phénomène de l'interaction combustible fondu-sodium dans le cas général afin de pouvoir permettre par le calcul d'en préduire les conséquences dans chacun des trois types d'accident précédemment énoncés. Connaître les conséquences d'une telle interaction est très important pour l'étude de l'optimisation du confinement (épaisseur de l'enceinte) du réacteur afin qu'il soit résistant et économique en même temps.

Pour cette étude qui ne constitue qu'une première approche, nous avons négligé la présence des matériaux autres que le bioxyde d'uranium fondu et le sodium, comme par exemple le bioxyde d'uranium solide, le bioxyde de plutonium, l'acier inoxydable, les produits de fission.

L'étude de l'influence non négligeable dans certains cas de ces produits constitue la suite du présent travail.

A l'aide des résultats d'expériences réalisées hors pile, nous avons fait une analyse théorique quantitative basée sur un modèle théorique que nous proposons et qui décrit la dynamique d'une interaction thermique entre bioxyde d'uranium fondu et sodium.

REMARQUE :

Le programme français de recherche et de développement des réacteurs à neutrons rapides remontre à 1957. Réalisé entre 1962 et 1966 le réacteur expérimental RAPSODIE (voir tableau 1) fonctionne dans des conditions très satisfaisantes. La deuxième étape est constituée par le réacteur prototype de production d'électricité PHENIX qui doit bientôt diverger. Il s'agit d'un réacteur de démonstration de 250 MW(e) dont les caractéristiques sont plus ou moins similaires à celles des autres réacteurs prototypes en construction ou en exploitation dans d'autres pays (PFR, BN350).

Les principales caractéristiques de PHENIX sont les suivantes (voir aussi Fig. I.1., tableau I.1.) [2], [3].

- La puissance thermique maximum est d'environ 600 MW th.
- Le coeur est constitué d'environ 100 assemblages fissiles et 90 assemblages fertiles radiaux.
- Chaque assemblage fissile est composé d'un faisceau de 217 aiguilles.
- Les aiguilles combustibles (UO_2/PuO_2) sont gainées d'acier inoxydable et ont un diamètre voisin de 6 mm.

Enfin les études de centrales de très grand puissance ont déjà commencé. Ces études vont s'intensifier et se centrer de plus en plus sur la centrale succédant à PHENIX, prototype dont la puissance de référence a été fixée à 1200 MW(e). A titre indicatif, on a fait figurer dans le tableau I.1., quelques unes de ses caractéristiques comparées à celles de RAPSODIE et de PHENIX [4].

I - ANALYSE BIOBLIOGRAPHIQUE

I.1. L'INTERACTION D'UN CORPS CHAUD AVEC UN LIQUIDE FROID ET SES CONSEQUENCES

Dans presque tous les processus industriels au naturels ou un corps à l'état liquide (produit chaud) voisine avec un corps relativement beaucoup plus froid que lui (produit froid), il existe le risque d'une vaporisation explosive du produit froid lors d'une mise en contact, accidentelle ou non, avec le produit chaud.

Cette explosion de vapeur peut avoir de grosses conséquences et on en donne quelques exemples ci-dessous.

- en 1958 aux Etats-Unis, dans l'Illinois, un accident, qui a fait 6 morts et 40 blessés et causé des dégats estimés à 5 millions de Francs a eu lieu dans une usine de la Compagnie "Reynolds Aluminium". L'accident a eu pour cause une explosion faisant suite à la mise en contact accidentelle d'aluminium fondu et d'eau [7].

- un accident du même type a eu lieu au Canada dans l'état de Quebec. Il y eu 1 mort, de nombreux blessés, destruction d'un plafond en béton de 50 cm d'épaisseur. La cause de cette explosion a été la mise en contact accidentelle de 50 Kg d'acier fondu avec 300 ℓ d'eau [7].

- Dans l'industrie du papier ce genre d'explosions se produit également mais les conséquences sont moins graves. Ces explosions ont lieu lorsque du carbonate de sodium fondu est versé dans des récipients contenant du "liquide vert" [7].

- Des explosions peuvent se produire aussi lorsque du gaz naturel liquide se met en contact avec de l'eau. Ces explosions se manifestent sous forme d'ondes de choc et l'énergie totale libérée par le gaz liquide mis en interaction, est de l'ordre de 1 - 2 $^{o}/_{o}$ de celle libérée par un volume équivalent de TNT [8].

- Parmi les processus naturels, citons par exemple, les explosions qui se produisent lors d'éruptions volcaniques sous marines ou lorsque de la lave en fusion s'écoule sur un glacier [18].

- Dans l'industrie nucléaire américaine un grave accident a eu lieu le 3 janvier 1961. Ce fut l'explosion du réacteur de puissance à eau bouillante SL-1. Ce réacteur avait été construit à des fins militaires. La montée accidentelle d'une barre de contrôle a entraîné une excursion de puissance, la destruction d'un élément combustible et l'interaction violente entre le métal fondu et l'eau [9].

Devant l'importance de ce problème, des réacteurs expérimentaux à eau, susceptibles d'être détruits par l'expérience ont été construits (BORAX, SPERT) pour étudier l'interaction combustible fondu-réfrigérant. Il a été constaté qu'au maximum 10 $^{o}/_{o}$ de l'énergie totale libérée lors de l'explosion a été produite par la réaction chimique du combustible fondu et de sa gaine avec l'eau, et le caractère thermique de l'explosion a ainsi été mis en évidence [9].

I.2. LES EXPERIENCES

De nombreuses expériences ont été réalisées pour étudier le phénomène de l'interaction des matériaux fondus (des métaux surtout) avec des liquides réfrigérants.

On peut distinguer les différents types d'expériences [10] suivants :

(I) L'usage de lames métalliques minces, chauffées par décharge électrique, pour mesurer les flux thermiques transitoires au-dessous du point de fusion du métal (Hall et Harrison, 1966).

(II) Chute de matériaux fondus dans un récipient contenant du liquide (Long, 1957 ; Brauer, Green et Mesler, 1968 ; Ivins, 1968 ; Paoli et Mesler, 1968 ; Millet 1969 ; Amblard, Semeria et Vernier, 1970).

(III) Mise en mouvement des sphères chaudes, à des températures inférieures à celle de fusion du matériau de la sphère, dans de l'eau et du sodium (Gilby 1967 ; Witte 1967 ; Ivins et Hesson 1968 ; Witte 1968 ; Witte, Silverman, Ivins et Baker 1968 ; Witte et Cox, 1970).

(IV) Chute d'une colonne de liquide réfrigérant sur du métal (ou combustible) fondu (Wright, Firstenberg et Humberstone 1966, Ivins 1968, Pottinger 1969).

Ce genre d'expérience est connue sous le nom d'"expérience du tube à choc".

C'est dans cette catégorie que peut être placée l'expérience CORECT II en cours de réalisation au service des Transferts Thermique (voir chap. III).

(V) Irradiation pulsée du combustible dans un autoclave plein de sodium (Ivins, 1969 ; Barghusen et Wright*, 1970) ou dans une boucle de sodium circulant (Dickerman, Purviance, Robinson, Stephany et Willis, 1968). En France des expériences d'irradiation du combustible dans une boucle de sodium sont en développement dans le réacteur "CABRI" [11].

(VI) Chauffage et fusion d'un morceau métallique par rayon laser (Clare, Duffey, Hall, Playle, Poole, 1969).

On pourrait placer dans ce type d'expériences la fusion d'un barreau d'UO_2 dans du Na, par effet Joule. C'est le type d'expérience en développement au S.T.T. (Voir chap. III).

(VII) Enfin, un autre type d'expériences consiste à faire fondre le combustible en mélangeant celui-ci à un corps pyrotechnique.

---

* (Expériences dans le réacteur "TREAT").

I.3. LES MECANISMES DE L'INTERACTION

Ce distingue le phénomène des explosions de vapeur faisant suite à la mise en contact de deux liquides (l'un chaud, l'autre froid), des autres phénomènes classiques étudiés dans le domaine des transferts thermiques, est que la surface à travers laquelle il y a échange de chaleur n'est pas une donnée directe, mais résulte de l'interaction elle-même.

Or cette surface est importante car le processus qui a été envisagé le premier pour expliquer la vaporisation explosive est un rapide transfert d'énergie entre le corps chaud et le corps froid rendu possible par la fragmentation et la dispersion du corps chaud fondu dans le liquide froid, c'est-à-dire, formation d'une très grande surface d'échange.

L'analyse, après expérience, des débris d'une interaction montre effectivement que le matériau chaud a été finement divisé puisque des grains de l'ordre du micron ont été observés. (Voir chap. III).

Comme les conditions initiales macroscopiques d'une mise en contact de deux liquides selon les procédés exposés au chapitre I.2. ne suffisent pas à définir en détail et avec précision les conditions initiales locales (la forme de la surface au moment de l'impact dépend de l'agitation, de la turbulence...) il en résulte que le phénomène n'est pas rigoureusement reproductible et de nombreuses expériences ne produisent pas d'explosion.

Si certains pensent que la condition nécessaire pour qu'il y ait interaction violente est qu'il y ait dispersion,d'autres pensent que la dispersion est la cause d'une vaporisation violente causée par la nucléation spontannée du réfrigérant.

I.3.1. Le phénomène de la dispersion

De nombreux mécanismes ont été proposés pour l'interprétation du phénomène de la dispersion du combustible fondu dans le réfrigérant ; des critères ont été établis et des calculs essayent de déterminer le taux de dispersion (fragmentation) ainsi que la taille des résidus.

I.3.1.1. L'emprisonnement (effet intérieur de la vapeur du réfrigérant).

Ce mécanisme semble avoir été proposé le premier par Long [12].

Long a observé que la tombée d'aluminium fondu dans un récipient contenant de l'eau n'entraînerait pas toujours la dispersion du métal. Il lui a semblé que trois paramètres jouaient les rôles les plus importants :

- la température initiale de l'aluminium,
- sa distance de la surface de l'eau avant qu'il soit tombé,
- la profondeur de l'eau dans le bac.

Si la valeur de la profondeur était supérieure à une certaine valeur critique, aucune explosion ne serait observée.

Long en a déduit que la masse d'aluminium doit arriver intacte sur le fond du récipient et être suffisamment étendue de façon à ce qu'une quantité importante d'eau puisse être emprisonnée entre le métal fondu et le fond du récipient.

La vaporisation rapide de cette masse d'eau emprisonnée produit une explosion qui disperse le métal fondu.

Brauer [12] a proposé un autre mécanisme d'emprisonnement. Il émet l'hypothèse qu'au premier instant après le contact métal fondu/réfrigérant, une mince couche (croûte) sur la surface du métal se solidifie ; sous cette croûte une faible quantité de réfrigérant est emprisonnée, la vaporisation entraîne une surpression donc une petite explosion et dispersion de la croûte.

Des expériences réalisées par MM. SEMERIA et AMBLARD [13] ont vérifié le phénomène de l'emprisonnement après une expérience d'impact de gouttes de bioxyde d'uranium dans du sodium. Ils ont constaté la présence des sphères creuses de combustible contenant du sodium, certaines de ces gouttes ayant explosé. Cette déformation de la goutte après son impact avec la surface peut être expliquée par le fait que la masse centrale de la goutte descend plus rapidement dans le liquide que les bords qui se referment en emprisonnant du réfrigérant.

Bradfield [12] a postulé que dans le cas où la croûte se couvre d'une couche de vapeur de réfrigérant (ébullition par film), le liquide réfrigérant est poussé vers la croûte par des forces d'inertie et des forces de tension superficielle.

Henningson [12] a mis en évidence l'existence d'un potentiel hydrodynamique qui force le liquide à toucher la croûte et à entrer dans ses pores. Ce potentiel est dû à l'oscillation observée sur l'interface vapeur/liquide (réfrigérant), ce qui est d'ailleurs bien connu en régime d'ébullition par film.

Les pores de la croûte sont causés par l'augmentation de la densité du métal à l'intérieur de la goutte si celui-ci se refroidit après la formation de la couche solide extérieure [15].

Paoli [14] a proposé, comme autre mécanisme de l'emprisonnement, les ondulations concentriques (cercles ou instabilités de Helmholtz) qui apparaissent sur la surface des gouttes (du Pb et du Sn, dans les expériences)

dans une région des températures assez larges à partir de la température de fusion.

Roberts [16] propose de prendre en compte l'effet de la turbulence soit par les instabilités de Helmholtz, soit par l'effet de jet d'un fluide dans l'autre étudié par ailleurs par Brandley et al [17].

Enfin le mécanisme d'emprisonnement de l'eau (ou de la neige) par la lave fondue en tant que mécanisme initiateur des explosions qui suivent la mise en contact de ces deux corps, pendant une éruption volcanique, sont décrits par H. TAZIEFF [18] :

<< lorsque la lave avançait trop vite,..., il lui arrivait de prendre au piège un certain volume de neige ; brutalement engendrée, la vapeur prisonnière, surchauffée et confinée faisait explosion et des fragments de basalte dont certains pesaient le quintal était projetés à plus de cent mètres >>.

Dans un autre extrait de son livre H. TAZIEFF dit :

<< L'explosion magmatique normalen lance ici dans l'eau qui recouvre le cratère ses lambeaux de matière en fusion. A leur contact, cette eau se vaporise. La vapeur apparue à la partie supérieure et sur les bords latéraux de ces lambeaux s'élève en bulles dans l'eau surincombante. Ou bient si l'épaisseur d'eau est assez grande, cette vapeur se condense. Mais la vapeur qui s'est formée sour les lambeaux ou dans certaines de leurs cavités en peut pas, elle, se détendre, monter ou se résorber : prisonnière du fragment de lave incandescente, surchauffée, confinée, elle explose à son tour. C'est une explosion "phréatique", une explosion de citerne. Elle a pour premier effet de briser le fragment qui la retenait captive, pour deuxième d'accélérer la vitesse ascensionnelle des fragments qui en résultent pour troisième d'exposer au contact de l'eau les nouvelles parties incandescentes ainsi mises à nu. Et au contact de ces faces ignées, de nouvelle vapeur se trouve aussitôt engendrée et le même processus recommence >>.

I.3.1.2. Effet extérieur de la vapeur du réfrigérant

Lorsque la température de fusion du métal est dans la région des températures où il y a ébullition violente (voir même chapitre plus loin), les forces créées par l'agitation hydrodynamique turbulente de la couche de vapeur qui se forme à la surface du métal fondu, sont supérieures à celles dûes à la tension superficielle du métal et, par conséquent, il se disperse [12]. Plus le liquide réfrigérant est froid, plus le phénomène de la dispersion devient intense.

Des expériences réalisées avec des petites sphères métalliques chaudes dans de l'eau [12] indiquent que les forces sont plus intenses lorsque l'ébullition passe du régime par film au régime par bulles (nucléate boiling). C'est-à-dire, le régime d'ébullition violente correspond plutôt au régime d'ébullition de transition.

Dans le cas des sphères, le passage se déroule de la manière suivante :

Le film devient instable et commence à s'effondrer. Le liquide touche ainsi la surface de la sphère à certains endroits. Le film regrossit et s'effondre de nouveau.

Les oscillations du film se produisent à l'échelle de la milliseconde.

Cho, Armstrong et Gunther [19] qui ont fait des essais avec de l'étain fondu dans de l'eau froide, attirent notre attention sur le fait que la fragmentation était augmentée lorsque la température initiale de l'étain était telle que le flux de chaleur était égal au flux maximum en régime d'ébulltion nuclée. Ces mêmes chercheurs considèrent que l'ébullition en sous-saturation est une condition nécessaire pour la fragmentation [20].

Les expériences faites avec les sphères métalliques [21] pour étudier l'ébullition dans de l'eau en régime transitoire, montrent que les phénomènes observés sont différents selon la nature du transfert de chaleur par convection. Quand la sphère reste immobile dans l'eau (convection naturelle), la transition de l'ébullition par film à l'ébullition par bulles apparaît à une température de la surface de la sphère plus élevée quand la température de l'eau est réduite. Le phénomène inverse se produit dans le cas où la sphère est en mouvement dans la masse de l'eau (convection forcée).

Les pulsations du film sont aussi différentes dans les deux cas.

Brauer [12] a émis l'hypothèse que le régime de transition ne peut pas apparaître lorsque la température initiale du métal est supérieure à la température critique du liquide. Par contre, Witte a observé la transition en faisant des essais avec des sphères en argent, chauffées à une température au delà du point critique de l'eau qui, d'ailleurs, était à basse température.

A.J. Clare et Al. [10] ont fait chauffer des pastilles métalliques dans l'eau, par rayon laser. Ils ont mis en évidence les mécanismes de fragmentation suivants (la température de l'eau variant entre 20 et 80°C).

a) Ebullition violente sur la surface,
b) Condensation des bulles de vapeur sur la surface du morceau métallique,
c) Condensation des bulles de vapeur près de la surface (~0,2 cm de distance),
d) Condensation d'une enveloppe de vapeur sur la surface,
e) Dispersion pendant que la cible était enveloppée de vapeur.

Il apparaît donc que la recondensation des vapeurs du réfrigérant peut avoir aussi des effets dispersants au moment du contact avec le combustible. Ce phénomène apparaît aussi dans les expériences (voir chap.I.2) du tube à choc, effectuées par REES et al [22].

La pression de condensation est d'autant plus faible que la température de la grande masse du liquide est plus près de la température de l'ébullition. Des expériences du type (II) (voir chap.I.2) avec de l'UO_2 et du Na montrent que la fragmentation est plus poussée quand la température du bain de Na augmente [13].

I.3.1.3. Les contraintes thermiques et mécaniques

Des contraintes de cisaillement importantes peuvent résulter de gradients thermiques trop prononcés près de la surface d'échange. Le calcul approché de la température à l'interface du contact (voir annexe I et [13]) montre que plus la racine $\sqrt{\lambda\rho C}$ pour le réfrigérant est grande (λ : conductibilité thermique, ρ : densité, C : chaleur spécifique), plus la température à l'interface, Ti, est basse, et plus le gradient thermique dans le combustible est important.

Le gradient thermique dans l'UO_2 avec du Na comme réfrigérant est plus prononcé que lorsque le réfrigérant est de l'eau. En plus, les contraintes d'origine thermique sont élevées dans l'UO_2 à cause de l'effet de trempe.

Donc, une des causes principales de la dispersion de l'UO_2 semble être les contraintes thermiques [13].

Des contraintes mécaniques peuvent aussi apparaître et résulter de la formation et la contraction de la croûte solide qui se forme à la surface d'une goutte de combustible au moment de sa solidification. D'après HSIAO, ces contraintes peuvent être supérieures aux contraintes maximum admissibles du matériau solide, ce qui entraîne la fragmentation de la masse de celui-ci [23].

I.3.1.4. La réaction chimique

Lorsque le liquide froid est l'eau et le matériau fondu un métal, une réaction chimique pourrait se produire. Les résultats expérimentaux prouvent, en fait, que la vitesse de la réaction chimique métal/eau est trop faible pour qu'elle puisse se produire pendant le temps très bref de l'interaction thermique. Donc, dans ce cas, le rôle d'une réaction chimique, comme moyen d'explosion et de dispersion, est négligeable [15].

L'UO_2 semble aussi être stable en présence de l'eau, bien que l'on ne sache pas ce qui se passe quand la température est élevée. Si l'eau est riche en oxygène, on peut obtenir plusieurs formes d'UO_2 hydraté : UO_3, $8H_2O$; UO_2, $2H_2O$. Cette oxydation est lente mais sa vitesse augmente avec la température de l'eau.

Les analyses faites après les expériences de la mise en contact des matériaux, métaux dans la plupart des cas, avec du Na, indiquent qu'aucune réaction chimique ne s'est produite [20].

Par contre, Pascal [13] considère comme probable la réaction UO_2 - Na.

I.3.1.5. Critères de fragmentation

Dans le cadre de l'interprétation quantitative du phénomène de la fragmentation des matériaux fondus en présence des liquides réfrigérants, des critères ont été établis pour essayer de déterminer les conditions qui permettent la fragmentation.

Zivi [24] indique que la température à l'interface du contact de deux corps, Ti, doit être nettement supérieure à la température de fusion du combustible (ou métal) et supérieure aussi à la température d'ébullition du réfrigérant, pour que la fragmentation soit possible.

Les résultats des expériences faites avec du Cuivre et du Tantale prouvent que celles-ci sont aussi possibles si Ti est au voisinage de la température de fusion du métal et non seulement lorsqu'elle la dépasse nettement comme Zivi l'avait indiquée [10].

La dernière étude, concernant ce sujet, effectuée au S.T.T. montre que le critère de Zivi est une condition suffisante mais non nécessaire.

La fragmentation peut se produire lorsque les forces d'inertie qui sont exercées sur une goutte sont supérieures aux forces dues à la tension superficielle.

Le rapport de ces deux forces s'exprime par le nombre de Weber [12]:

$$Nw = \frac{\rho R \bar{V}^2}{\sigma} \qquad (I.3.1.)$$

ρ étant la densité du liquide, $\bar{V}$ la vitesse relative du métal (combustible) et du liquide, R le rayon de la goutte du métal et σ sa tension superficielle.

Si ce nombre dépasse une valeur critique, l'inertie prend des valeurs plus importantes que celles de la tension superficielle, donc la masse à tendance à se disperser.

Ivins indique que Nw peut être modifié par des effets d'ébullition; selon la théorie de Weber, les forces d'inertie représentent les pressions dynamiques causées par le mouvement du liquide, alors que selon la théorie d'ébullition violente ces forces sont dues aux oscillations des bulles (ou de film de vapeur) près de la surface du métal fondu.

Cho, Armstrong et Gunther [19] en faisant couler de l'étain fondu dans de l'eau en sous-saturation ont vérifié que le taux de fragmentation augmente au fur et à mesure que Nw croît ; pour Nw donné le taux de fragmentation dépendait de la température initiale de l'étain ainsi que du degré de sous-saturation de l'eau.

D'après certaines expériences, la valeur critique de Nw est 13 [25] et d'après d'autres se situe entre 5 et 10 [12].

Enfin Baker propose que Ti doit respecter la condition de Zivi mais, en plus, il doit être inférieur à la température critique du liquide. Il paraît que plusieures exceptions existent et que ce critère est moins général que les précédents [26].

I.3.2. Le mécanisme de nucléation spontanée du réfrigérant

Les expériences semblent mettre en évidence que la fragmentation, même très fine, d'un corps liquide chaud lorsqu'il se met en contact avec un liquide froid, n'est pas une condition suffisante pour qu'une explosion de la vapeur du liquide froid se produise.

En ce qui concerne plus particulièrement l'interaction bioxyde d'uranium-sodium Amblard [27] et Armstrong [28] ont constaté expérimentalement le caractère non explosif de cette interaction malgré la pulvérisation fine du premier corps dont les grains avaient un diamètre minimum de 10 μ environs (voir aussi chap. III) H. Fauske [29] propose le mécanisme suivant comme étant le mécanisme de la vaporisation explosive du réfrigérant :

L'explosion peut se produire lorsque la température du réfrigérant atteint une valeur limite définie comme température de nucléation spontanée. C'est la température pour laquelle la vitesse de formation de vapeur devient suffisamment rapide pour que des ondes de choc puissent se produire.

La vitesse de nucléation spontanée J (nombre de germes de vapeur formés par unité de temps), exprimée par unité de volume, et donnée par la relation suivante :

$$J = \omega N_L \exp\left(-\frac{W}{KT}\right) \qquad (I.3.2.)$$

N_L : nombre de molécules par unité de volume du liquide.

ω : constante dont la valeur est de l'ordre de 10^{10} sec^{-1}.

K : constante de Boltzmann.

W : travail réversible de formation du germe critique de vapeur exprimé par la relation :

$$W = 16\ \pi\sigma^3/3\ (P_G - P_L)^2 \qquad (I.3.3.)$$

avec σ : tension superficielle.

P_G et P_L : Pression dans la bulle de vapeur et dans le liquide respectivement.

La formation des germes de vapeur par nucléation spontanée est due à des fluctuations statistiques de la densité du liquide.

Lorsqu'un corps chaud se met en contact avec un corps froid au moment même du contact la température à l'interface Ti peut être calculée approximativement par la formule suivante (voir aussi annexe I) :

$$\frac{Ti-Tc}{T_H-Ti} = \left(\frac{K_H \rho_H C_H}{K_c \rho_c C_c}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (I.3.4.)$$

K : conductibilité thermique.

ρ : densité

C : chaleur spécifique

indices H et c : liquide chaud, liquide froid respectivement.

Si Ti est supérieure à la température de nucléation spontanée il peut y avoir explosion. Sur la Fig. I.2. Fauske examine le cas de deux couples : Aluminium-Eau et Bioxyde d'Uranium-Sodium.

On constate que le contact brusque entre UO_2 fondu et sodium ne devrait pas conduire immédiatement à une explosion de vapeur tout au moins par nucléation spontanée car Ti < T nucléation spontanée. Si le sodium mouillait parfaitement l'UO_2 la température du premier corps pourrait atteindre le point de nucléation spontanée au bout d'un certain temps après la mise en contact de deux corps.

Par contre la mise en contact de l'aluminium fondu avec de l'eau pourrait entraîner la vaporisation explosive de l'eau car Ti $\geq T_{nucl.spont.}$ pour une pression inférieure à 10 bars (voir Fig. I.2.).

Les résultats des expériences de l'interaction UO_2/Na déjà énoncées dans ce chapitre aussi bien que ceux des expériences avec Al/H_2O réalisées par Zivi dans un "tube à choc" [30] (voir aussi chap. I.2., expérience du type IV) semblent confirmer cette théorie de Fauske.

I.4. ENERGIE MECANIQUE LIBEREE PAR L'INTERACTION COMBUSTIBLE/REFRIGERANT

I.4.1. Modèles thermodynamiques

Des calculs élémentaires ont montré que des pressions importantes apparaissent si des gouttes de sodium, dont la taille est de quelques dizièmes de microns, se trouvent dispersées dans du combustible liquide.

Hicks et Menzies [31] ont considéré que ces gouttes résultent d'une première explosion et qu'ensuite l'explosion principale se produit. Ces auteurs ont évalué le rendement du processus de la conversion de la chaleur en travail, se basant sur une analyse thermodynamique:

- Ils supposent qu'une quantité de masse M de sodium à la température absolue Tc se mélange avec l'unité de masse du combustible à la température absolue Tf et que l'équilibre thermodynamique est établi instantanément.

- Ils supposent également qu'une détente adiabatique du mélange a lieu pendant laquelle l'équilibre thermodynamique est maintenu. A un instant t durant l'expansion, la masse de vapeur du sodium est x, celle du sodium liquide est (M - x), le tout se trouve à la température absolue T et la pression de la vapeur $P_v(T)$.

Pour effectuer les calculs suivants une simple et approximativz équation d'état pour le sodium en double phase est prise en considération.

Les auteurs admettent aussi que les liquides sont incompressibles, que leur volume spécifique est négligeable devant celui de la phase gazeuse, que la vapeur du sodium a les propriétés d'un gaz parfait et que les chaleurs spécifiques et la chaleur latente de vaporisation du sodium sont constantes.

On obtient alors comme relation adiabatique pour le mélange combustible/sodium la relation :

$$(MS_1 + S_f)\,(dT/T) + L\,d(x/T) = 0 \qquad (I.4.1.)$$

S_l et S_f sont les chaleurs spécifiques du sodium liquide et du combustible respectivement. L est la chaleur latente d'évaporation du sodium.

En intégrant on a :

$$Lx/T = (MS_l + S_f) \ln (Tm/T) \qquad (I.4.2.)$$

$Tm = (MS_l T_c + S_f T_f) / (MS_l + S_f)$ est la température initiale en état d'équilibre.

L'équation (I.4.2.) détermine la quantité de vapeur de sodium contenue dans le mélange, en fonction de la température.

Le travail produit pendant la détente adiabatique est donc :

$$W = (MS_l + S_f) (Tm - T) - x (L - RT) \qquad (I.4.3.)$$

Ces résultats ne sont valables que tant qu'il existe du réfrigérant liquide. Tout de suite après la disparition du liquide la détente continue et la relation suivante est valable cette fois-ci.

$$M R \ln [P_v (T_1) / P] = (MSgp + S_f) \ln (T_1/T) \qquad (I.4.4.)$$

où Sgp est la chaleur spécifique du sodium à pression constante.

Le travail supplémentaire fourni est :

$$W - W_1 = (M Sgv + S_f) (T_1 - T) \qquad (I.4.5.)$$

Les résultats numériques pour des différentes valeurs de M sont données à la figure n° I.3.. Le travail passe par un maximum lorsque le volume du combustible est légèrement supérieur au volume du sodium.

Judd pense que la méthode de Hicks et Menzies est trop simpliste, à cause du fait qu'elle ne tient pas compte de la vitesse du transfert thermique et que l'équation d'état mise en jeu est assez grossière.

Judd a réalisé des calculs en se servant d'une équation d'état de sodium plus réaliste (plus complète), celle de Himpan :

$$\left(P + \frac{a}{(V-b)(TV-C)}\right)(V - d) = RT \qquad \text{(I.4.6.)}$$

où a, b, c, d sont des paramètres ajustés.

Initialement 1 kg de combustible à 3450°K a été mélangé avec une masse m de sodium saturé à 1150°K. La chaleur a été transférée, à volume constant, jusqu'à ce que l'équilibre thermique soit atteint.

C'est à partir de ce moment là que la détente isentropique a eu lieu. Durant cette détente, on obtient :

$$d\,U_f + m dU_c + nPdVc = 0 \qquad \text{(I.4.7.)}$$

(l'indice f se réfère au combustible, C au réfrigérant).

$dU_f = dH_f = C_f\, dT$ parce que le combustible est incompressible.
(H est l'enthalpie spécifique, C est la chaleur spécifique et T la température).

On obtient donc :

$$C_f \frac{dT}{m} + dH_c - Vc\, dP = 0 \qquad \text{(I.4.8.)}$$

En introduisant l'équation d'état (I.4.6.) Judd a résolu l'équation (I.4.8.), et ainsi il a pu évaluer le travail produit en fonction de la pression initiale et finale. Les résultats sont comparés à ceux de Hicks et Menzies (voir fig. n° I.3.).

La conclusion est que, malgré sa simplicité, la méthode de Hicks et Menzies donne des résultats peu différents de ceux de Judd.

Une équipe de chercheurs de la Société Général Electric (Etats-Unis) a aussi mis au point un modèle thermodynamique [32] :

L'hypothèse du départ consiste à mettre en contact le combustible avec le réfrigérant, instantanément.

Les auteurs considèrent qu'au début la résistance de contact des deux milieux est nulle. Par conséquent, la zone dans laquelle le transfert thermique a lieu est très étroite et le problème est traité à une dimension, le combustible étant considéré comme semi-infini.

L'énergie thermique se transforme en énergie mécanique par deux mécanismes. Suivant le premier, les énergies cinétique et potentielle d'une couche mince du liquide réfrigérant attachée à l'interface combustible/réfrigérant, augmentent.

L'impulsion produite est très courte et son énergie associée est appelée énergie acoustique.

En fait, cette impulsion dépend fortement du comportement acoustique (compressibilité) du sodium.

Selon le deuxième mécanisme, l'onde de pression initiale s'éloigne de l'interface, la pression locale tombe au-dessous du point de saturation donc il se forme de la vapeur. La vitesse d'expansion de la vapeur dépend de la géométrie du canal et des gradients locaux de température. A cause de cette expansion, le réfrigérant, qui se trouve entre le fluide surchauffé et une surface libre, est en mouvement.

Ce mouvement est limité pour des raisons d'inertie. L'énergie produite par l'expansion de la vapeur est appelée énergie d'inertie.

Dans les deux cas, le travail est fonction du chemin thermodynamique.

La valeur supérieure du travail produit se détermine par la différence d'entropie et d'énergie interne du liquide entre le point initial et le point final du processus.

Cette valeur maxinum réduite par le degré d'irreversibilité du processus donne la vraie valeur du travail.

La pression locale moyenne (P moy), avant le front d'onde de choc, qui se propage dans le liquide, est calculée par :

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_V = \frac{(\partial V/\partial T)\ P}{(\partial V/\partial P)\ T} = \frac{\beta}{\alpha}$$

$$P\ moy - P\ \infty = \frac{(\partial V/\partial T)}{(\partial V/\partial P)}\ (T\ moy - T_c^o)$$

$$P\ moy = \frac{\beta}{\alpha}\ (T\ moy - T_c^o) + P\ \infty \qquad (I.4.9.)$$

$P\ \infty$: pression derrière le front d'onde

T_c^o : température du réfrigérant à l'instant initial.

I.4.2. Modèles thermohydrauliques

La première analyse transitoire thermohydraulique de l'explosion de la vapeur de sodium a été développée par Padilla [33] pour prédire aussi bien les valeurs de l'énergie acoustique que celles de l'énergie d'inertie.

Les grains sphériques du combustible sont uniformément dispersés dans du sodium, la pression est supposée uniforme dans la région de l'interaction (voir Fig. I.4.).

Si la durée du transfert de la chaleur est petite comparée à la période acoustique du système ($T_{acoust.} = \frac{2L}{C_o}$ = temps qu'une onde générée par la région de l'interaction met pour arriver à la surface libre du canal et retourner au lieu de départ) le liquide sodium froid supposé compressible empêche l'expansion du sodium chauffé et les hautes pressions produites font que l'ébullition n'apparaît pas. L'expansion de la région de l'interaction peut être exprinée par une loi acoustique simple (voir Fig. I.4.).

Si la durée du transfert de la chaleur est grande devant la période acoustique du système, le sodium liquide froid est considéré incompressible et la seconde loi de mouvement de Newton peut être utilisée (Fig.I.4.).

Une fois que les conditions de saturation sont atteintes dans les deux cas d'approximation, Padilla a supposé que les grains du combustible dispersé sont enveloppés de vapeur et il n'y a plus de transfert de chaleur, la vitesse de ce transfert étant évaluée juqu'à ce moment là à l'aide de l'équation de la conduction en géométrie sphérique (un seul grain sphérique entouré de sodium liquide).

L'énergie acoustique a été calculée par le mouvement de l'interface qui sépare le sodium chaud du sodium froid.

Le travail, dans le cas de l'énergie d'inertie, a été calculé par expansion isentropique du sodium jusqu'à la pression de 1 atm. La figure n°I.5 montre des résultats obtenus pour un assemblage de réacteur rapide. Ces résultats sont valables pour des périodes acoustiques supérieures à 0,1 msec.

Duffey [34] a aussi proposé un modèle thermohydraulique original dont la géométrie est illustrée à la figure n°I.6.

Les hypothèses principales sont :

1) Le liquide et la vapeur sont en équilibre thermodynamique dans la région de l'interaction,
2) La vaporisation se fait à la température de saturation qui correspond à la pression extérieure,
3) Le transfert thermique dépend de l'état physique du combustible,
4) L'expansion provoque l'explusion d'une colonne de sodium inconpressible,
5) Aucun échange thermique ou massique n'a lieu à travers la surface qui sépare la région d'interaction de la colonne du sodium froid ou des murs du canal.

6) Le déplacement de la frontière à la direction de l'axe est due uniquement à la production de la vapeur, abstraction faite de la variation de la densité du liquide en fonction de la température. Les lois de conservation de la masse et de l'énergie ont été établies. Le mouvement de la colonne du liquide froid est décrit par la seconde loi de Newton ($F = m\gamma$).

Le flux thermique combustible/réfrigérant est donné par :

$$\frac{dT_f}{dt} = - \frac{DE}{\pi \beta l . \rho_f C_f R_c^2} \qquad (I.4.10.)$$

β ; taux volumique du combustible dans la zone de l'interaction

R_c : rayon du canal,

D : surface effective du combustible,

E : flux thermique par unité de surface de combustible.

indice f : combustible

Le taux de dispersion du combustible doit être connu par les expériences.

Une application de la méthode a été faite pour le réacteur anglais P.F.R. Les paramètres qu'il faut introduire dans le modèle sont E et D. E peut aussi être fonction du temps (voir résultats Fig. n° I.7, I.8.).

L'examen des résultats indique que pour des flux d'énergie très élevés, le comportement du système est dominé par l'inertie de la colonne du liquide froid.

Par contre, pour des flux faibles, quand la pression du système n'est pas supérieure à P_∞, la vitesse de la formation de la vapeur est limitée par la vitesse du transfert de la chaleur.

La durée de la vidange du canal est toujours petite devant le temps nécessaire pour que le combustible s'échauffe jusqu'à son point de fusion.

L'effet du frottement semble être négligeable.

Dans le modèle proposé par Cho, Ivins et Wright [35] deux processus concurrents ont été pris en considération. L'échauffement du réfrigérant par le combustible (ce qui produit des pressions) et l'expansion du réfrigérant chaud (ce qui réduit la pression), contre un confinement déterminé par l'environnement : réfrigérant froid, aiguilles intactes du combustible, mur de l'assemblage.

Ce modèle ne tient compte que du réfrigérant froid comme moyen exerçant des contraintes à l'expansion du réfrigérant chaud.

Deux approximations ont été prises en considération :

Dans la première il y a transfert thermique en régime quasi-permanent. La vitesse du transfert de la chaleur du combustible du réfrigérant est alors déterminée par la loi :

$$\frac{dQ}{dt} = h\,A(T_f - T_c) \qquad (I.4.11.)$$

h : coefficient du transfert de la chaleur,

A : aire de l'interface combustible-réfrigérant

T_f : Température du combustible

T_c : Température du réfrigérant.

Le coefficient du transfert est donné par $h = \frac{K_f}{R}$

et l'aire de l'interface par $A = \frac{3W}{\rho_f R}$

K_f = conductibilité thermique du combustible

R = rayon des particules du combustible

W = rapport des masses combustible-réfrigérant

ρ_f = densité du combustible.

R = rayon des grains du combustible.

Cette approximation est valable pour une vitesse finie de fragmentation et de dispersion du combustible dans le réfrigérant.

Dans la deuxième approximation on considère une fragmentation instantanée suivie d'une conduction transitoire de la chaleur. La méthode intégrale a été utilisé pour résoudre le problème de conduction en régime transitoire.

Pour étudier l'influence de la durée de fragmentation et de dispersion sur les conséquences de l'interaction, Cho et al ont fait varier les paramètres h et A en fonction du temps :

$$h = \frac{K_f}{(\pi a_f t)^{1/2}} + \frac{K_f}{R} \qquad \text{(I.4.12.)}$$

a_f : diffusivité thermique du combustible.

$$A = \frac{3W}{\rho_f R} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{t_m}\right)\right] \qquad \text{(I.4.13.)}$$

t_m est une constante de temps qui caractérise la vitesse de fragmentation.

Ces lois n'expriment aucun mécanisme physique de fragmentation ou de dispersion.

Le liquide froid peut être considéré, soit compressible (énergie acoustique) soit incompressible (énergie d'inertie).

Des calculs ont été effectués pour un sous assemblage du réacteur FFTF. (Voir aussi chap. IV). Le rayon des grains était de 117 μ prise d'après des données expérimentales. Les résultats de calcul sont présentés sur les Fig. I.9 et I.10.

Les conclusions qui ont été tirées de cette étude sont :

1) L'approximation de la conduction en régime transitoire donne un pic de pression et un travail mécanique plus élevés que dans celle du transfert thermique en régime quasi-permanent.

2) Les pressions résultantes auraient pu être plus faibles si la résistance du sodium à l'interface et loin d'elle avait été prise en considération.

3) Dans le cas de l'approximation acoustique la présence d'un gaz non condensable dans la zone de l'interaction, affecte la vitesse du transfert de la chaleur du combustible au réfrigérant, et elle fait que des ondes de compression ne se développent que si le gaz est suffisamment pressurisé, puisque celui-ci au début est beaucoup plus compressible que le réfrigérant froid.

   Le pic de pression, pour l'approximation de la conduction transitoire, a été réduit de 6 $^{o}/_{o}$ quand il a été introduit 1 $^{o}/_{o}$ (en volume) de gaz inerte.

4) L'approximation acoustique semble valable jusqu'au moment où l'onde de choc, après réflexion sur la surface libre du liquide, revient à son point de départ, c'est-à-dire pendant un temps to = 2L/Co. Pendant ce temps là l'approximation d'inertie donne des pics de pression trops élevés. On pourrait faire le calcul avec approximation acoustique suivie de l'approximation d'inertie à partie de to. Sur la figure I.9. apparaît cette transition (ligne discontinue). Cependant les valeurs calculées du travail et de la quantité de mouvement sont assez réalistes même dans le cas où seule l'approximation d'inertie a été prise en considération.

5) Un petit calcul approché pour évaluer l'effet de la variation du volume du combustible en fonction de la température et de la pression compte tenu de la solidification de celui-ci, montre que si on le néglige l'erreur est de 10 $^{o}/_{o}$ en ΔP.

   Les travaux originaux de Padilla, Duffey, Cho et al ont servi jusqu'à présent de méthodes de base à tous ceux qui ont tenté d'établir des modèles thermohydrauliques afin d'évaluer les conséquences d'une interaction combustible réfrigérant (voir chap. IV).

I.4.3. Conclusions

Dans les modèles d'interaction combustible réfrigérant purement thermodynamiques les phénomènes ne sont pas limités par le paramètre temps, l'hypothèse faite étant que le transfert de l'énergie a lieu instantanément.

C'est ainsi qu'on est capable d'évaluer la valeur maximum théorique du travail total produit lors d'une interaction (modèle de Hicks et Menzies).

Par contre, lorsque l'on est amené à interpréter des résultats d'expérience ou à prédire par le calcul le déroulement au cours du temps des phénomènes qui accompagnent l'interaction combustible réfrigérant dans un cas concret comme celui d'un canal de réacteur, on fait appel aux modèles thermo-hydrauliques dont l'intérêt consiste à la prise en compte des différentes impédances thermiques qui limitent la vitesse de transfert de la chaleur.

Les mécanismes physiques qui constituent l'interaction n'étant pas encore bien connus, les modèles thermohydrauliques proposés jusqu'à présent sont basés sur des hypothèses dont certaines sont trop simplificatrices et ne représentent que d'assez loin la complexité de la réalité. On peut commenter quelques unes de ces hypothèses :

A. Le mécanisme du transfert de la chaleur du combustible au réfrigérant est mal décrit dans les modèles existants parce qu'on ne connaît pas le processus de fragmentation du combustible et de sa dispersion dans le réfrigérant. On ne connaît pas non plus la durée du phénomène de mélange de ces deux corps, ni si la dispersion est plutôt hétérogène ou plutôt homogène. Enfin on ne sait pas suivant quelles lois exactes la vitesse du transfert de la chaleur du combustible au réfrigérant diminue en présence de la vapeur du réfrigérant. A cause de toutes ces inconnues l'hypothèse principale, dans presque tous les modèles, est que la fragmentation et la dispersion du combustible sont instantanées, les grains du combustible sont de taille uniforme et ils sont dispersés de manière homogène dans le réfrigérant.

Seuls Cho et al [35] proposent une méthode pour étudier l'influence d'une fragmentation et d'une dispersion de durée finie et variable, sur l'évolution des autres phénomènes qui accompagnent l'interaction, mais cette méthode ne décrit aucun mécanisme qui pourrait avoir un sens physique.

En ce qui concerne l'influence de la présence de la vapeur du réfrigérant sur la vitesse avec laquelle le combustible cède sa chaleur au réfrigérant, l'hypothèse simple a souvent été faite que lorsque la vapeur apparaît cette vitesse devient nulle (modèle de Padilla [33]).

B. Dans tous les modèles déjà décrits le réfrigérant liquide et sa vapeur sont supposés en équilibre thermodynamiques ce qui pourrait ne pas être réaliste vu la durée des phénomènes qui accompagnent une interaction combustible-réfrigérant (de l'ordre de la milliseconde).

C. Dans tous les trois modèles de base que nous avons décrits, la masse du réfrigérant mise en interaction est prise constante au cours du temps. En réalité la chaleur se propage dans le réfrigérant froid ce qui revient au même que si on considérait que la masse du réfrigérant mis en interaction n'est pas constante mais elle augmente en fonction du temps.

II - LE MODELE PROPOSE

II.1 GENERALITES

Dans le modèle proposé [27], [46] qui appartient à la catégorie des modèles thermohydrauliques, nous présentons une description (chemins A et F sur les schémas de la fig. II.1) des conséquences d'une fragmentation et d'une dispersion données variant au cours du temps, mais nous ne décrivons pas les chemins H et G, c'est-à-dire le couplage de la fragmentation avec les autres phénomènes, ceci étant mal connu.

Dans tous les cas nous ne pensons pas que les causes purement mécaniques de la fragmentation, proposées jusqu'à présent et exposées précédemment, suffisent pour expliquer la fragmentation si fine du bioxyde d'uranium [27], [28] (voir aussi chap. III).

On sait que les métaux en général, mais aussi le bioxyde d'uranium sont constitués à l'état solide de grains élémentaires dont la taille est inversement proportionnelle à la vitesse de refroidissement au moment de la solidification.

C'est pourquoi nous pensons qu'en raison du gradient de température très élevée qui existe dans la couche de bioxyde d'uranium en cours de solidification lorsqu'il y a contact avec du sodium liquide, les grains élémentaires qui se forment doivent être très petits. D'autre part, les liaisons qui auraient tendance à se former entre ces grains, devraient être brisées par les contraintes thermiques et par conséquent, les forces d'agitation (turbulence, ébullition) pourraient les disperser dans le réfrigérant.

II.2 LES HYPOTHESES DU MODELE ET LEUR JUSTIFICATION

II.2.1. La représentation de la fragmentation du combustible

Pendant l'interaction on suppose que le combustible se présente sous la forme de grains sphériques appartenant à deux groupes :

- Le groupe G composé de gros grains de rayon moyen R_o et de température moyenne T_G.

- Le groupe g composé de petits grains de rayon moyen r_o et de température T_g.

On suppose,d'autre part, que les petits grains apparaissent par familles et par étapes au cours du temps et qu'ils sont issus du groupe G des gros grains.

Au moment (t_i) de sa naissance, la famille (i) de petits grains a pour température $T_g^i(t_i)$ la température $T_G(t_i)$ du groupe des gros grains G dont elle est issue. Bien que l'apparition d'une famille doive durer un certain temps $(t'_i - t_i)$ (voir figure II,7courbe en pointillé) on a supposé dans le modèle qu'elle se faisait instantanément $(t'_i - t_i = 0)$.

Remarque 1 :

En réalité, le combustible est constitué de particules de différentes formes et de différentes dimensions (voir fig. II.2). Le choix des deux groupes G et g a pour but de distinguer les effets thermiques :

- le groupe G des gros grains représente la partie du combustible qui a une faible surface spécifique et qui transmet lentement son énergie au fluide.

- le groupe g représente la partie du combustible finement divisée, qui a une grande surface spécifique, et qui transmet rapidemment son énergie au fluide.

Remarque 2 :

Bien que le mécanisme de la fragmentation soit inconnu, c'est-à-dire qu'on ne sache pas décrire le couplage par les chemins H et G de la figure II.1, on a voulu représenter, schématiquement, à l'aide des familles, les phases de l'interaction au cours desquelles la dispersion varie rapidement comme c'est le cas par exemple dans le tube à choc [22] au deuxième rebond faisant suite à la recondensation de la vapeur précédemment formée.

II.2.2. Les échanges de chaleur et de masse

II.2.2.1. Généralités

Dans la présente étude, il a été considéré que toute l'énergie cédée par le combustible était reçue entièrement par la masse du réfrigérant contenu dans la zone de l'interaction $M_{rf}(t)$ (voir fig. II.3). La présence de structures pouvant emmagasiner de l'énergie a été négligée.

Le phénomène de la propagation de la chaleur dans le réfrigérant est pris en compte par un apport continu de liquide froid dans la zone de l'interaction (voir fig. II.3 et II.4) (voir chapitre II.2.2.3.).

Sur la figure II.3 on indique le sens des écoulements de chaleur et de masse, ainsi que les noms attribués aux différentes parties du système global pour faciliter l'établissement des lois physiques et la formulation mathématique du problème.

II.2.2.2. Echanges entre combustible et réfrigérant

Le combustible, à l'état liquide au début de l'interaction, est par hypothèse, sous la forme de plusieurs globules sphériques et il cède sa chaleur au réfrigérant. Comme la conductibilité thermique du sodium liquide est bien plus grande que celle de sa vapeur, ($\lambda_\ell / \lambda_v \cong 1000$), on a fait l'hypothèse que le bioxyde d'uranium ne communique sa chaleur qu'au sodium liquide. Ainsi, les grains entourés de sodium vapeur sont supposés isolés thermiquement, abstraction faite du transfert de la chaleur par rayonnement dont l'importance faible a été chiffrée dans l'annexe II.

Soit $\bar{\rho}(t)$ la densité moyenne à l'instant t du réfrigérant dans la zone d'interaction définie par le rapport :

$$\bar{\rho}(t) = \frac{m_\ell + m_v}{V_\ell + V_v} \qquad \text{(II.2.1.)}$$

En supposant que les répartitions spatiales du combustible, du sodium liquide et du sodium vapeur soient uniformes, ce qui peut se justifier par le fait que le système au moment de l'interaction est très agité, la probabilité pour qu'un grain soit actif, c'est-à-dire en contact avec du réfrigérant liquide, peut s'exprimer par :

$$p(t) = \frac{\bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(0)} \qquad \text{(II.2.2.)}$$

En prenant pour densité de référence $\bar{\rho}(0)$ celle correspondant à l'instant initial de l'interaction, $p(t)$ prend à chaque instant la même valeur numérique pour toute particule de combustible (voir remarque 1).

Il apparaît ainsi, que l'effet de la présence de vapeur de réfrigérant dans la zone de l'interaction consiste à diminuer, à l'aide de la fonction $p(t)$ pour chaque grain du combustible, la vitesse du transfert d'énergie, bien qu'en réalité il y ait en permanence des grains entourés de vapeur et qui ne se refroidissent pas du tout pendant un certain temps.

Avec WRIGHT et CHO [35], on a supposé que le transfert de la chaleur entre le combustible et le réfrigérant était uniquement contrôlé par le bioxyde d'uranium, car sa conductibilité thermique est faible devant celle du sodium ($\lambda_{UO_2} / \lambda_{Na} \simeq 0{,}1$).

La loi générale du transfert de la chaleur entre le combustible et le réfrigérant, compte-tenu de l'effet de la présence de vapeur dans la zone de l'interaction s'exprime donc par la relation suivante (voir aussi remarque 2) :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{UO_2 \rightarrow Na} = p(t)\, h\, S\, (T_{UO_2} - T_{Na,\ell}) \qquad \text{(II.2.3.)}$$

[Voir Annexe III]

avec $h = \frac{\lambda_{UO_2}}{r}$ (r : rayon de grain)

Etant donné que le bioxyde d'uranium est fondu au début de l'interaction, une partie de sa chaleur libérée au cours du temps est la chaleur latente de solidification.

La prise en compte rigoureuse du phénomène de la solidification des grains au cours de leur refroidissement aurait conduit à des calculs compliqués (voir remarque 2).

Pour simplifier, nous avons utilisé la méthode approximative de WRIGHT et CHO [35], qui consiste à considérer que la température initiale du combustible est supérieure à la vraie température d'une valeur fictive qui correspond, en enthalpie, à la chaleur latente de fusion. Ainsi, le flux initial de chaleur est surestimé, mais l'erreur est inférieure à 10°/$_o$ pour une différence de températures entre le combustible et le réfrigérant de 1000°C ou plus [35].

Remarque 1 :

La plupart des motifs de la fragmentation demandent que le combustible soit en contact avec du réfrigérant liquide au moment où ce phénomène a lieu, c'est pourquoi pour améliorer le modèle on pourrait attribuer à chaque famille (i) de grains, une probabilité $p_i(t)$ différente. La densité de référence ne serait pas celle du début de l'interaction, mais celle de l'instant (t_i) de la formation de cette famille, de telle sorte qu'on aurait

$$p_i(t) = \frac{\bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t_i)} \qquad \text{(II.2.4.)}$$

expression qui prend la valeur 1 au moment de la naissance d'une famille.

Remarque 2 :

La détermination exacte de la température d'une famille de petits grains au moment de sa naissance nécessiterait la connaissance du profil exact de température dans les gros grains, ainsi que le mécanisme de la formation de petits grains.

Pour calculer ce profil, on pourrait, dans une première approche, traiter le problème en conduction pure comme MARTINI et al ont tenté de le faire [36].

Par ailleurs, des calculs approchés faits selon les méthodes de POOTS [37] et LANGFORD [38] pour estimer le temps qu'un petit grain de bioxyde d'uranium fondu à la température de fusion et de diamètre ~100μ met pour se solififier dans du sodium liquide à 600°C, montrent que cette durée est très faible et de l'ordre de 0,1 ms.

II.2.2.3. Echanges entre le réfrigérant mis en interaction et le réfrigérant froid.

Dans la zone de l'interaction (voir fig. II.3 et II.4), on suppose qu'il y a en permanence un apport de réfrigérant froid (voir chap. II.2.2.1) pour exprimer le fait que la chaleur dégagée par le combustible et transmise au réfrigérant chaud, se propage à la masse du réfrigérant froid :

1) par conduction

2) Par convection due à l'agitation créée dans la zone de l'interaction.

Le phénomène de la conduction a été pris en compte par la loi suivante [39], [32] :

$$\left(\frac{dm_{\ell f}}{dt}\right)_1 = k_1 A(t)\, \rho_{\ell f} \sqrt{\frac{a_{\ell f}}{t}} \qquad \text{(II.2.5.)}$$

k_1 = coefficient de proportionnalité

$A(t)$ = aire de l'interface qui sépare la zone de l'interaction du liquide froid (voir fig. II.4).

Pour le phénomène de la convection, on a fait l'hypothèse que l'apport de liquide froid est directement proportionnel à la vitesse d'expansion $\frac{dR}{dt}$ de cette zone, R étant son rayon :

$$\left(\frac{dm_{\ell f}}{dt}\right)_2 = k_2 A(t)\, w(t)\, \rho_{\ell f} \frac{dR}{dt} \qquad \text{(II.2.6.)}$$

k_2 : coefficient de proportionnalité.

La fonction w(t) exprime le fait que la présence du combustible diminue la section de passage du réfrigérant froid vers la zone de l'interaction de sorte que la surface effective est : w(t). A(t).

Cette fonction peut être définie par la relation :

$$w(t) = \frac{V_\ell}{V_\ell + V_c . p(t)} \qquad \text{(II.2.7.)}$$

La vapeur n'a pas été prise en compte dans cette formule parce qu'on pense qu'elle n'est pas en contact avec le liquide froid. (voir le calcul de w(t) en Annexe IV).

Finalement, la loi qui exprime la vitesse d'apport total de réfrigérant liquide froid dans la zone de l'interaction s'exprime par la relation :

$$\frac{dm_{\ell f}}{dt} = \left(\frac{dm_{\ell f}}{dt}\right)_1 + \left(\frac{dm_{\ell f}}{dt}\right)_2 \qquad \text{(II.2.8.)}$$

Remarque 1 :

Pour une géométrie telle que celle de la fig. II.5. (voir aussi chap. II.3.1.).

$$\left(\frac{dm_{\ell f}}{dt}\right)_2 = k_2 w(t)\, \rho_{\ell f} \left(\frac{dV}{dt}\right)_{exp.} \qquad \text{(II.2.9.)}$$

car A est indépendant du temps.

$\frac{dV}{dt}$ exprime la vitesse d'expansion du volume de la zone de l'interaction (ou de la vitesse d'expulsion de la colonne du liquide froid) et non la vitesse totale de sa variation (voir annexe IV).

Remarque 2 :

On présente dans l'annexe I le calcul de la propagation de la chaleur par conduction simple, en géométrie semi-infinie, lorsqu'un milieu chaud est mis en contact avec un milieu froid.

De ce calcul se dégage la valeur maximum du coefficient d'apport de liquide froid par conduction :

$$k_1 = 4$$

Dans les applications pratiques nous aurons donc à choisir des valeurs du coefficient k_1 comprises entre 0 et 4.

Remarque 3 :

En ce qui concerne la loi de l'apport de liquide froid par convection si $k_2 > 1$ on aurait un débit trop grand de liquide froid entrant dans la zone de l'interaction qui ne pourrait pas être justifié par la considération que le liquide froid se mélange avec le liquide chaud dans la zone de l'interaction uniquement par des effets d'agitation (convection). Il en résulte que : $k_2 < 1$.

Dans les applications pratiques nous aurons donc à choisir des valeurs du coefficient k_2 comprises entre 0 et 1.

II.2.2.4. Loi du déséquilibre thermodynamique entre le réfrigérant chaud et sa vapeur.

Les différents phénomènes qui accompagnent l'interaction combustible/réfrigérant sont des phénomènes transitoires de très faible durée. C'est pourquoi l'hypothèse a été faite que le sodium liquide chaud et sa vapeur ne sont pas en équilibre thermodynamique, c'est-à-dire l'état physique du réfrigérant n'est pas déterminé par la courbe de saturation, tant qu'un régime stable n'est pas établi.

La vitesse d'échange de chaleur $(\frac{dQ}{dt})_{\ell \rightleftarrows v}$ entre le liquide chaud et la vapeur dépend de la différence de température entre ces deux phases : $(T_\ell - T_v)$ (ou des enthalpies $(h_\ell - h_{\ell sat})$ considérées ainsi en déséquilibre, ainsi que de l'aire de l'interface qui sépare ces deux phases S_i.

Ce qui conduit à l'expression :

$$(\frac{dQ}{dt})_{\ell \rightleftarrows v} = J_1 S_i (T_\ell - T_v) \qquad (II.2.10.)$$

ou exprimée en enthalpies :

$$(\frac{dQ}{dt})_{\ell \rightleftarrows v} = J_2 S_i [(h_\ell - (h_v - L)] \qquad (II.2.11.)$$

J_1 et J_2 : coefficients de proportionnalité.

Cette loi d'échange de chaleur entre le liquide chaud et la vapeur détermine ainsi la vitesse de changement de phase :

$$(\frac{dQ}{dt})_{\ell \rightleftarrows v} = L \frac{dm_v}{dt} \qquad (II.2.12.)$$

Le type de changement de phase (vaporisation ou condensation) dépend du signe de la différence :

$$T_\ell - T_v \text{ ou } h_\ell - (h_v - L)$$

Le modèle ne décrivant pas en détail la forme et le nombre des poches de vapeur, nous avons exprimé l'aire de cette interface en fonction du taux de vide par la relation :

$$S_i = J_3 (V - V_c) \alpha (1 - \alpha) \qquad (II.2.13.)$$

En effet, la courbe qui représente la variation de l'interface en fonction du taux de vide est une courbe qui part de zéro lorsque le taux de vide est nul, passe par un maximum, s'annule lorsque le taux de vide prend la valeur 1 (voir fig. II.6) et qu'on peut décrire de manière approchée par une expression de la forme $\alpha\ (1 - \alpha)$.

Finalement, la relation qui exprime la loi du déséquilibre thermodynamique entre le réfrigérant et sa vapeur est :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\ell \rightleftarrows v} = J(V - V_c)\ \alpha(1 - \alpha)\ (T_\ell - T_v) \qquad (II.2.14.)$$

avec $J = J_1 \cdot J_3$

ou bien : $$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\ell \rightleftarrows v} = J(V - V_c)\ \alpha(1 - \alpha)\ [h_\ell - (h_v - L] \qquad (II.2.15.)$$

avec $J = J_2 \cdot J_3$

II.2.3. Les contraintes dues à l'environnement de la zone de l'interaction

L'expansion de la zone de l'interaction subit la réaction du liquide froid l'entourant. Ces contraintes dues à l'environnement (liquide froid) peuvent être exprimées par la loi générale [35] :

$$P = f\ (V, \frac{dV}{dt}, \frac{d^2V}{dt^2}, \ldots) \qquad (II.2.16.)$$

Le phénomène est en réalité assez complexe. Pendant les tous premiers instants de l'interaction des ondes générées par la dilatation rapide du liquide de la zone de l'interaction se propagent dans le liquide froid. Il s'en suit la mise en mouvement du liquide froid et la vaporisation du liquide chaud.

Nous avons fait l'hypothèse que le liquide froid est incompressible, ce qui est réaliste à partir du moment où sa masse entière est mise en mouvement.

On applique alors la loi de NEWTON pour expliciter la relation (II.2.16.) :

$$F = M_{\ell f}\, \gamma \qquad \text{(II.2.17)}$$

II.3. FORMULATION MATHEMATIQUE DU MODELE

II.3.1. Définition du système thermodynamique et de la géométrie du système global.

Sur le schéma de la fig. II.3. ondéfinit le système thermodynamique comme la partie de la zone de l'interaction qui contient le réfrigérant liquide mis en interaction (liquide chaud) et le réfrigérant vapeur.

C'est le système pour lequel les lois de la thermodynamique sont appliquées. Dans le présent travail, le modèle proposé et décrit dans les chapitres précédents est appliqué au cas d'une géométrie simple à une dimension (voir fig. II.5.).

II.3.2. Equation de la source de chaleur

Les deux groupes de grains G et g de bioxyde d'uranium constituent la source de chaleur du système thermodynamique (voir fig.II.3.).

Soit une sphère de rayon r et de masse m_r. Sa surface est donnée par la relation :

$$S_r = 3\,\frac{m_r}{\rho . r} \qquad \text{(II.3.1.)}$$

ρ = densité du matériau de la sphère.

S'il s'agit d'un petit grain r_o de combustible qui a pris naissance à l'instant t', la fonction qui exprime la quantité de chaleur fournie par ce grain à l'instant t et par unité de temps peut se mettre sous la forme :

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{r_o} = \frac{3m_{ro}}{\rho_c r_o}\, p(t)\, f(t - t', ro) \qquad \text{(II.3.2.)}$$

$f(t - t', ro)$: flux de chaleur dégagée par le grain en contact avec du réfrigérant liquide, exprimé par la relation :

$$\frac{\lambda_c}{r} (T_r - T_\ell)$$ (voir § II.2.2.2.).

$p(t)$: probabilité pour que le grain soit entouré de liquide (voir chap. II.2.2.2.).

La quantité de chaleur dégagée par unité de temps par tous les grains ro de masse totale $M_g(t')$ qui ont pris naissance au même instant t' est :(voir fig.II.7, courbes en pointillés).

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_g = \frac{3M_g(t')}{\rho_c ro} p(t) f(t - t', ro) \qquad (II.3.3.)$$

La relation F8.2 de la fig. II.8 exprime la quantité totale de chaleur fournie à chaque instant t par toutes les familles du groupe g, dans le cas particulier où nous avons supposé que chaque famille désignée par i prend naissance instantanément à l'instant t_i ($t'_i - t_i = 0$) (voir fig. II.7).

La relation F8.4 exprime la quantité totale de chaleur fournie à l'instant t par le groupe de gros grains G dont la masse $M_G(t)$ est donnée par la relation F8.5. (voir fig. II.8).

Remarque :

Pour les gros grains $f(t - t', Ro) = f(t, Ro)$ parce que le groupe G est présent dans la zone de l'interaction dès le début de l'interaction ($t' = 0$).

Pour un grain le bilan d'énergie s'écrit :

Quantité de chaleur emmagasinée dans le grain	=	Quantité de chaleur fournie à l'intérieur du grain par la réaction nucléaire	=	Quantité de chaleur communiquée au réfrigérant

Compte tenu de l'hypothèse que la température $T_r(t)$ d'un grain est uniforme (voir chap. II.2.2.2.), on obtient :

$$C_c n_r \frac{dT_r}{dt} = \mathcal{F} . m_r - \frac{dQ}{dt} \qquad (II.3.4.)$$

Avec $\mathcal{F}$ énergie dissipée par unité de masse

Sur la fig II.9., la relation F9.1, détermine la vitesse de refroidissement ou d'échauffement des gros grains et la figure F9.2, celle de la famille i de petits grains.

II.3.3. Equation de bilan de la masse

La masse totale du réfrigérant dans le système de l'interaction (voir Fig. II.3) est constante :

$$M_{rf} = M_{\ell f} + n_\ell + m_v = \text{constant} \qquad (II.3.5.)$$

Par dérivation, on obtient la relation suivante :

$$\frac{dm_\ell}{dt} + \frac{dm_v}{dt} = - \frac{dM_{\ell f}}{dt} = \frac{dm_{\ell f}}{dt} \qquad (II.3.6.)$$

Cette relation exprimée en fonction des volumes et du taux de vide de la double phase du réfrigérant conduit finalement à l'équation F10.1 de la figure II.10 à l'aide des relations suivantes :

$$m_\ell = \rho_\ell V_\ell = \rho_\ell (1 - \alpha) (V - V_c) \qquad (II.3.7.)$$

$$m_v = \rho_v V_v = \rho_v \alpha (V - V_c) \qquad (II.3.8.)$$

II.3.4. Equation de bilan de l'énergie

Prenons pour exprimer le bilan de l'énergie l'équation locale de l'enthalpie dérivée du premier principe de la thermodynamique (voir [40] PP. 310-325) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = -(\nabla \rho h \vec{u}) - (\nabla \vec{\varphi}) - (\bar{\bar{\tau}} : \nabla . \vec{u}) + \frac{dP}{dt} \qquad (II.3.9.)$$

L'équation (II.3.9.) est appliquée pour le système thermodynamique de la fig.(II.3) :

$$\int_{V(t)} \rho \frac{\partial h}{\partial t} dV = -\int_{V(t)} \nabla \rho h \vec{u} dv - \int_{V(t)} \nabla \vec{\varphi} \, dv + \int_{V(t)} \frac{dP}{dt} dv \qquad (II.3.10.)$$

Dans l'équation (II.3.10.) le terme exprimant les forces de viscosité a été négligé :

$$(\bar{\bar{\tau}} : \nabla \vec{u}) = 0$$

En appliquant le théorème de Leibniz (II.3.11.) on obtient la relation (II.3.12.)

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f dv = \int_{V(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dv + \int_{S(t)} f \vec{u}_s . \vec{n} ds \qquad (II.3.11.)$$

avec u_s vitesse géométrique de déplacement de la surface S(t)

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho h dv - \int_{S(t)} \rho h \vec{u}_s . \vec{n} ds + \int_{S(t)} \rho h \vec{u} \vec{n} ds = -\int_{S(t)} \vec{\varphi} . \vec{n} ds + \int_{V(t)} \frac{dP}{dt} dv \qquad (II.3.12.)$$

On a donc, pour P uniforme dans le volume V(t) :

$$\frac{dH}{dt} + \int_{S(t)} \rho h (\vec{u} - \vec{u}_s) \vec{n} ds = \frac{dQ}{dt} + V \frac{dP}{dt} \qquad (II.3.13.)$$

La différence $\vec{u} - \vec{u}_s$ exprime la vitesse d'apport du liquide froid dans la zone de l'interaction. On en déduit la relation suivante :

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dH}{dt} - \frac{VdP}{dt} - h_{\ell f} \frac{dm_{\ell f}}{dt} \qquad (II.3.14.)$$

L'enthalpie totale H et le volume V du système thermodynamique peuvent être exprimés en fonction des enthalpies spécifiques et des volumes spécifiques à l'aide des relations suivantes :

$$H = m_{rf}\, h_{rf} = m_{\ell} h_{\ell} + m_v h_v \qquad (II.3.15.)$$

$$V = m_{rf}\, V_{rf} = m_{\ell} v_{\ell} + m_v V_v \qquad (II.3.16.)$$

Compte tenu aussi des relations II.3.4., II.3.7., II.3.8. on aboutit à l'équation finale F10.2 du bilan d'énergie, ayant pris comme enthalpie de référence l'enthalpie du liquide froid $h_{\ell f} = 0$. (Fig. II.10.)

II.3.5. Equation du déséquilibre thermodynamique du réfrigérant

Au chapitre II.2.2.4. nous avons établi les lois qui expriment l'hypothèse que le réfrigérant liquide chaud n'est pas en équilibre thermodynamique avec sa vapeur.

Si on fait l'hypothèse supplémentaire que la vapeur est saturante ceci étant justifié par la considération que lors de l'interaction la vapeur est toujours en présence du liquide, la relation II.2.15 du chapitre II.2.2.4. devient :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\ell \rightleftarrows v} = L \frac{dm_v}{dt} = J(V-V_c)\, \alpha(1-\alpha)\, (h_{\ell} - h_{\ell sat}) \qquad (II.3.17.)$$

A l'aide des relations :

$$n_v = \rho_v\, \alpha(V - V_c) \quad (3.18.) \text{ et } L = (h_{v\,sat} - h_{\ell sat}) \qquad (II.3.19.)$$

on obtient l'équation finale F9.3 du déséquilibre thermodynamique qui apparaît sur la figure II.9.

II.3.6. Equation d'état du réfrigérant

Le réfrigérant qui participe à l'interaction (voir fig. II.3, système thermodynamique) est un mélange de liquide chaud et de vapeur au cours du temps.

La vapeur du sodium étant supposée saturante (voir Ch. II.3.5.), dans les équations (voir ch. II.3.8.), toutes les propriétés de la vapeur sont exprimées en fonction de la pression. Les propriétés physiques du sodium utilisées, sont celles publiées par ARGONNE NATIONAL LABORATORY U.S.A. [41].

En ce qui concerne le sodium liquide chaud supposé compressible, son état est décrit par les relations thermodynamiques de la fig. II.11 qui font partie des équations du système différentiel (chap. II.3.8.).

II.3.7. Equations des contraintes dues à l'environnement

Dans la géométrie qui a été prise en considération (voir fig. II.5.), il existe au-dessus de la zone de l'interaction une colonne cylindrique de sodium froid de hauteur $l' - l$ (en volume $V' - V$).

La loi (II.2.17 chap. II.2.3.) nous permet d'établir le bilan des forces et de calculer ainsi, la réaction de la colonne du liquide froid en fonction des variations de volume de la zone de l'interaction [42].

Les forces exercées sur la colonne sont :

Force due à la différence de pression : $F_p = (P(t) - P\infty)\ A$ (II.3.20.)

Force due au frottement du liquide froid sur les parois du canal :

$$F_f = -\frac{\Lambda\ \rho_{\ell f}}{2D}\ (l' - l)\ A\ \left(\frac{dl}{dt}\right)^2_{exp.} \qquad \text{(II.3.21.)}$$

[voir remarque chap.II.2.2.3]

Force due à la gravité : $F_g = -\rho_{\ell f}\ A(l' - l)\ g$ (II.3.22.)

La loi 2.17. est appliquée, ce qui donne :

$$F_p + F_f + F_g = n_{\ell f}\,\gamma \quad (3.23.) \qquad \text{[voir remarque(§ II.2.2.3.)]}$$

$$\text{avec } \gamma = \left(\frac{d^2 l}{dt^2}\right)_{exp.}$$

L'équation F10.3 de la figure II.10 exprimée en volume V' et V en est déduite.

La vitesse $\left(\frac{dV}{dt}\right)_{\ell f}$ et l'accélération $\left(\frac{d^2V}{dt^2}\right)_{\ell f}$ sont calculées dans l'annexe V.

II.4. LE SYSTEME MATHEMATIQUE ET LA METHODE DE RESOLUTION

Le problème consiste à résoudre un système de 7 + i équations différentielles dont une est du 2e ordre $\left(\frac{d^2V}{dt^2}\right)$, i(t) étant le nombre de familles de petits grains qui sont présents dans la zone de l'interaction à l'instant t. On se ramène à un système à 8 + i inconnues à l'aide de l'équation : $Y = \frac{dV}{dt}$ (II.4.1.).

Les équations sont les F9.1, F9.3, F_i .9.2, F10.1, F10.2, F10.3, F11.1, F11.2 et (II.4.1.).

Les inconnues du système S calculées au cours du temps sont :

- le volume de la zone de l'interaction : V
- le taux de vide dans le système thermodynamique : α
- la température du réfrigérant liquide chaud : T_ℓ
- la pression dans la zone de l'interaction : P
- la densité du liquide chaud : ρ_ℓ
- l'enthalpie du liquide chaud : h_ℓ
- la vitesse de la variation du volume de la zone de l'interaction : Y
- la température des gros grains : T_{G_i}
- les températures de chaque famille i de petits grains : T_g

Le système d'équations différentielles a été résolu par la méthode KUTTA-MERSON qui est une variante des méthodes de RUNGE-KUTTA [43], [44].

Le sous-programme KUTAM utilisé, cherche les pas optimum compatibles avec une erreur donnée [43]. La résolution du problème global fait l'objet du code CORFOU (COntact RéFrigérant Oxyde d'Uranium) [45].

Remarque :

Etant donné qu'au début de l'interaction, le réfrigérant est en simple phase ($\alpha = 0$), le système différentiel (S) se réduit à un système (S') plus simple, dans lequel l'inconnue α ne figure pas.

Au moment où la vapeur apparaît ($T_\ell = T_{sat}$) il se produit une discontinuité au passage du système S' au système S.

Pour éviter les difficultés numérique s introduites par cette discontinuité, on a employé dès le début de l'interaction, le système complet (S) dans lequel on a attribué à α une valeur initiale très faible (par ex. $\alpha = 10^{-8}$).

La présence initiale de germes d'ébullition justifie physiquement cette hypothèse.

III - UTILISATION DU CODE CORFOU POUR L'INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1. L'EXPERIENCE D'EXPULSION D'UNE COLONNE DE SODIUM FROID PAR LA DETENTE D'UNE MASSE DE SODIUM SURCHAUFFEE.

III.1.1. Introduction

Des expériences de vaporisation d'une masse de sodium chauffé par bombardement électronique sous une colonne verticale de sodium froid, ont été effectuées par SINGER et R. HOLTZ au laboratoire d'Argonne [48].

Les mécanismes physiques dans ce cas particulier d'expérience peuvent aussi être décrits par le schéma de la figure II.1. à la différence près que l'énergie est cédée au sodium par bombardement électronique donc elle est mieux connue que lorsqu'elle est fournie par de l'UO_2.

C'est pour cette raison que l'expérience de SINGER et HOLTZ mérite, d'être utilisée (Chap. II.4.) pour tenter de confirmer certaines hypothèses de notre modèle (chap. II) qui concernent l'ébullition du sodium.

III.1.2. Description de l'expérience

L'appareil dans lequel les expériences d'expulsion d'une colonne de sodium froid par la détente (vaporisation) d'une masse de sodium chauffé à une température supérieure à la température de saturation, ont été réalisées apparaît sur la figure III.1. [48]. Le tube contenant le sodium était en acier inoxydable, avait une hauteur totale de 4,3 m et était divisé en deux parties de section différente :

La partie inférieure d'une hauteur de 0,5 m était de section rectangulaire des dimensions 9,5 × 25,4 mm.

La partie supérieure était cylindrique d'un diamètre de 17,5 mm.

Une des grandes faces latérales de la partie inférieure du tube était bombardée par un faisceau d'électrons de 50 à 90 mm de hauteur.

C'était ainsi qu'un flux élevé de chaleur entrait dans le sodium contenu dans la partie inférieure du tube. De l'Argon sous pression remplissait la chambre d'expansion au-dessus de la colonne du sodium (voir figure III.1.).

La figure III.2. représente les courbes qui expriment le déplacement de la colonne du sodium froid en fonction du temps pour une série d'essais où on faisait varier uniquement la valeur de la surchauffe du sodium à l'instant initial de la vaporisation (surchauffe : différence entre la température du sodium et la température de saturation) (voir remarque).

Les données fixes pour tous les essais de cette série ont été les suivantes : Température de sodium loin de la zone qui a subie le bombardement électronique (température de sodium froid) : $T_{\ell f} = 550°C$. Température de saturation du sodium : Tsat = 851 °C. Pression d'Argon correspondant à Tsat :

$$P_\infty = 0,7627 \text{ bars } [41]$$

Hauteur du faisceau d'électrons : $L_h = 7,6$ cm.
Volume de sodium soumis au faisceau d'électrons :

$$Vo = 18,24 \text{ cm}^3$$

Hauteur de la colonne du sodium au-dessus de la poche de vapeur en train de se former (colonne de sodium froid) : Lo = 94 cm.

Flux de chaleur entrant dans le sodium chaud : $f_w = 78,4 \text{ W/cm}^2$.

Le paramètre surchauffe maximum a pris les valeurs suivantes : (fig. III.2) correspondant aux divers essais de la série d'expériences ΔT_ℓ = 13, 28, 49, 60, 68°C.

REMARQUE :

Un profil des températures qui ressemblait à une parabole était établi initialement dans la masse du sodium chaud. La valeur maximum de la température était de Tsat + Δt_ℓ à l'instant initial avant que la vaporisation se produise.

Sur la figure III.3. on présente l'allure initiale du profil des températures et on fait la remarque que la quantité de sodium surchauffé est d'autant plus élevée que la surchauffe maximale est importante (toutes les autres données sont fixes d'un essai à l'autre).

III.1.3. Les calculs effectués avec le code CORFOU

Nous avons tenté, par le calcul de trouver des résultats qui soient en accord avec les résultats de l'expérience (fig. III.2.).

Ainsi le code CORFOU dans sa version de base présentée au chapitre II.3., II.4) a été utilisé. Les données du problème ont été présentées dans le chapitre III.1.2.

Il a été considéré qu'il existait un groupe fictif de grains d'UO_2 de diamètre uniforme pour représenter le flux de chaleur qui entrait dans le sodium par bombardement électronique. On a négligé le frottement de la colonne du sodium avec les parois du tube [$\Lambda = 0$]. Pour arriver à faire concorder les résultats des calculs avec ceux de l'expérience on a procédé ainsi :

A. Influence du coefficient J de déséquilibre thermodynamique
(Surchauffe maximale initiale : $\Delta T_\ell = 49°C$ Fig. III.2.)

Nous avons fait l'hypothèse que le volume initial surchauffé de ΔT_ℓ était : Vo = 18,24 cm^3. C'est-à-dire nous avons considéré qu'à l'instant initial toute la masse du sodium bombardée par les électrons était uniformément surchauffée à la température maximum malgré la remarque du chapitre III.1.2.

Nous avons fixé les valeurs des paramètres ajustables suivants : (voir remarques II et III du chap. II.2.2.3.) :

- Coefficient d'apport de liquide froid par conduction : $k_1 = 1.$
- Coefficient d'apport de liquide froid par convection : $k_2 = 0,1.$

Cette série de calculs a été réalisée en attribuant différentes valeurs au coefficient J de déséquilibre thermodynamique :

J	0,1	1	10	100	200

La figure III.4. représente les courbes expriment le déplacement calculé de la colonne du liquide froid au cours du temps.

On constate que les résultats tendent vers une limite fixe atteinte approximativement pour J supérieur à 10.

C'est le cas où l'inertie de la colonne du sodium froid contrôle le phénomène de production de la vapeur car le vitesse de transfert de la chaleur du sodium liquide chaud vers le sodium vapeur devient alors très élevée (dans le cas où $\bar{T}_\ell \geqslant$ Tsat) ce qui signifie qu'un régime d'équilibre thermodynamique tend rapidement à s'établir dans le système liquide chaud-vapeur.

JUDD [49] pense que c'est en réalité l'inertie de la colonne de sodium froid qui contrôle les phénomènes pendant une expérience simple de vaporisation de sodium. C'est pourquoi pour les calculs qui suivent nous avons choisi une valeur fixe élevée du coefficient J supérieure au seuil 10 trouvé précédemment.

B. Influence du coefficient d'apport de liquide froid par conduction

(Surchauffe initiale : $\Delta T_\ell = 49°C$)

Volume initial surchauffé (de ΔT_ℓ) : $Vo = 18,24\ cm^3$.

Nous avons fixé les valeurs des paramètres ajustables aux valeurs suivantes :

- Coefficient de déséquilibre thermodynamique : J = 100 (voir série de calculs A).

- Coefficient d'apport de liquide froid par convection

$$k_2 = 0,1$$

Les calculs ont été faits en faisant varier la valeur du coefficient d'apport de liquide froid par conduction :

k1	0	1	2	3	4

(Voir aussi remarques II, III, chap. II.2.2.3.).

Les résultats apparaissent sur la figure III.5.

On constate l'importance de l'influence de la valeur du k1 sur la vitesse initiale de déplacement de la colonne de liquide froid (pente des courbes).

C. Influence du coefficient d'apport de liquide froid par convection

(Surchauffe initiale : $\Delta T\ell = 49°C$)

Volume surchauffé de $\Delta T\ell$: Vo = 18,24 cm^3.

Nous avons fixé les valeurs des paramètres ajustables aux valeurs suivantes :

- Coefficient du déséquilibre thermodynamique : J = 100.

- Coefficient de conduction : k1 = 1.

Le coefficient de convection a obtenu les valeurs suivantes :

k2	0	0,1	0,2	0,3

Les résultats apparaissent sur la figure III.6.

On fait la constatation suivante qui confirme la conclusion de la série B de calculs :

La vitesse initiale de déplacement de la colonne du sodium froid est presque constante pour k1 constant, c'est-à-dire elle ne dépend pratiquement pas du coefficient k2.

Remarque :

D'autres calculs où on faisait varier uniquement le volume initial de sodium surchauffé, la surchauffe étant fixe, ont mis en évidence que la pente initiale de la courbe de déplacement de la colonne du sodium froid, était aussi très peu sensible à cette variation.

D. Nous avons tenté de reproduire par le calcul les trois courbes expérimentales (fig.III.2.) qui correspondent aux valeurs suivantes de la surchauffe maximale ΔT_ℓ, compte tenu des conclusions tirées des calculs précédents :

ΔT_ℓ = 68, 49, 28°C.

Dans une première tentative les courbes calculées se trouvaient en bon accord avec les trois courbes expérimentales pour les valeurs suivantes des paramètres ajustables :

Volume initial surchauffé : Vo = 18,24 cm^3.
(= volume de sodium soumis au bombardement électronique).

Coefficient du déséquilibre thermodynamique : J = 100.

Coefficient de conduction : k1 = 0,5.

Coefficient de convection : 0,1 < k2 < 0,2 mais non pas constant pour les trois cas. Il se trouvait inversement proportionnel à la valeur de la surchauffe ΔT_ℓ.

Cette dernière anomalie était due vraisemblablement au fait que nous avions surestimé la valeur initiale du volume surchauffé, ayant négligé l'existence du profil parabolique de température dans celui-ci (voir remarque du chap. III.1.2. et fig. III.3.).

Ainsi après avoir attribué au coefficient k2 une valeur fixe k2 = 0,1 nous avons pu trouver par le calcul des courbes qui sont en bon accord avec les courbes expérimentales (voir fig. III.7.) ayant joué, cette fois-ci, uniquement sur la valeur initiale du volume de sodium surchauffé, comme il suit :

1) $\Delta T_\ell = 68°C$ $\quad Vo = 12,24\ cm^3$
2) $\Delta T_\ell = 49°C$ $\quad Vo = 9,24\ cm^3$
3) $\Delta T_\ell = 28°C$ $\quad Vo = 5,24\ cm^3$

Le tableau III.1. récapitule les valeurs numériques des données et des coefficients ajustables du code, que nous avons utilisées pour interprêter cette série d'expériences réalisées par Singer et Holtz [48].

III.1.4. Conclusions

Les résultats calculés avec le code CORFOU afin d'interprêter une série d'essais d'expulsion d'une colonne de sodium froid par détente (vaporisation) d'une masse de sodium surchauffée se sont trouvés en accord satisfaisant avec les résultats de l'expérience après ajustement de la valeur des paramètres. La plage de validité des coefficients d'apport de liquide froid prédite dans le chap. II.2.2.3. (remarques II et III) semble être confirmée par les calculs en question.

Il semble ainsi que les hypothèses du modèle proposé (chap. II) qui concernent l'ébullition du sodium sont réalistes.

III.2. EXPERIENCE DE FUSION PAR EFFET JOULE D'UNE AIGUILLE D'UO_2 ENTOURE DE SODIUM STATIQUE (EXPERIENCE JEF).

III.2.1. Introduction

Dans l'introduction (Chap. 0) nous avons décrit les trois types d'accident d'interaction combustible-réfrigérant qui peuvent se produire dans le coeur d'un réacteur et plus particulièrement d'un réacteur à neutrons rapides.

Le but de l'expérience JEF en cours de développement par AMBLARD au Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble [27], [50], [51] est l'étude de l'accident qui peut se produire dans un assemblage du coeur d'un réacteur rapide au niveau d'une seule aiguille quand on a un arrêt de débit du sodium (voir chap. 0 type A d'accident).

Il s'agit d'une expérience dont le principe est le suivant :

Le bioxyde d'Uranium est chauffé par effet Joule au voisinage direct de sodium statique. C'est la fusion de l'UO_2 qui permet de détruire une paroi en acier inoxydable qui isole le sodium de l'UO_2. Il en résulte la mise en contact mutuel de ces deux derniers corps.

III.2.2. Description de l'expérience JEF

Un barreau d'UO_2 naturel fritté jusqu'à une densité de 10,26 gr/cm^3, de diamètre 5,5 mm et de longueur 3 cm est chauffé par application d'une tension électrique continue de l'ordre de 100 Volts/cm de longueur. Le chauffage se fait à tension constante à travers une résistance qui limite le courant de court-circuit.

Sur la figure III.8. on présente le schéma du dispositif expérimental dont la partie principale (circuit de sodium) comprend trois parties [27]:

- Un circuit de vidange et de stockage du sodium permettant aussi de recueillir les granulés d'UO_2 par des filtres de porosité de 3µ.

- Une colonne de charge en sodium froid avec un pressuriseur d'Argon faisant chambre d'expansion.

- La partie environnant le combustible représentée sur la figure III.9.

Entre l'UO_2 et le sodium on trouve :

Un isolant électrique et thermique de forme tubulaire et une gaine en acier inoxydable.

La nature et les dimensions des isolants ainsi que les dimensions de la gaine constituent autant de paramètres.

Au cours de chaque expérience on peut mesurer la pression dans la zone de l'interaction, le débit de sodium dans le tube (voir fig. III.8, III.9), la tension aux bornes du barreau d'UO_2, l'énergie électrique consommée ainsi que le travail mécanique produit par la détente du sodium chaud.

Sur la figure III.10 on présente une photo de l'installation JEF.

III.2.3. Les résultats des essais

Plusieurs séries d'essais ont été réalisées avec le dispositif expérimental JEF. On obtient en général la fusion d'une partie du combustible ou de toute sa masse et on recueille une partie sous forme de grains dont le diamètre peut être inférieur à 100µ. La masse dispersée de l'UO_2 est mélangée avec la gaine qui elle aussi se disperse au cours de l'interaction avec le sodium. Le tableau III.2. représente les résultats d'une analyse granulométrique des débris recueillis après un essais.

Sur les figures III.11, III.12, III.13 et III.14 [27] on présente des photos des barreaux d'UO_2 après l'expérience ainsi que la poudre recueillie.

Nous présentons quelques résultats de mesures de la série d'essais la plus récente, que nous avons tenté d'interprêter à l'aide des calculs (voir chap. suivant).

Les valeurs numériques des données ont été les suivantes :

Diamètre de la gaine en inox : 7,5 × 8 mm.
Diamètres de l'isolant en Al_2O_3 : 5,5 × 6,5 mm.
Diamètre du barreau d'UO_2 : 5,5 mm
Longueur du barreau d'UO_2 : 3 cm.
Diamètre intérieur du réservoir du sodium entourant le barreau d'UO_2 : 13 mm.
Masse d'UO_2 : ~7,2 gr.
Diamètre intérieur du tube contenant la colonne de sodium froid : 8 mm.
Hauteur de la colonne de sodium froid : ~1,35 m
Pression initiale dans le gaz (Argon) : 1,15 bars.
Tension totale appliquée aux bornes du circuit : 250 V.
Résistance en série avec le barreau d'UO_2 : 1,25 Ω.
Température du sodium froid (température initiale du sodium):400°C.

Sur les Fig. III.15, 16 apparaissent l'évolution de la pression et de la vitesse d'écoulement du sodium mesurées par le capteur P_1 et le débitmètre D_1 (voir Fig. III.8) pour deux essais de la même série A et B respectivement. Pendant l'essai A une faible partie de l'UO_2 a fondu alors que pendant l'essai B la masse de l'UO_2 fondu a été beaucoup plus importante.

Jusqu'à présent les expériences JEF ont montré que l'interaction UO_2/Na, dans ce cas particulier, ne sont pas de caractère violent puisqu'on a constaté que la pression oscillait autour de sa valeur initiale (1,150 bars) et sa valeur maximum n'a jamais été supérieure à 2 bars du moins jusqu'à l'heure actuelle.

III.2.4. Interprétation des résultats de l'expérience JEF

III.2.4.1. Le code ELECTRA

Afin d'interpréter l'exemple des résultats présenté au chapitre précédent nous avons d'abord été amenés à effectuer des calculs pour prendre connaissance de la forme du profil des températures établi au cours du temps dans un barreau d'UO_2 chauffé par effet Joule. Dans ce but le code ELECTRA [51] a été mis au point.

Pour ceci on a considéré un barreau cylindrique d'UO_2 entouré d'une gaine en acier inoxydable, le tout dans du sodium liquide. Une tension électrique a été appliquée aux bornes du circuit qui était constitué par le barreau du combustible et une résistance en série. On a résolu l'équation générale de la conduction de la chaleur avec source de chaleur variable au cours du temps étant donné que la résistivité électrique d'UO_2 est fonction de la température (voir fig. III.17). La méthode des différences finies en géométrie cylindrique a été appliquée et le calcul s'arrêtait au moment où le barreau commençait à fondre, l'hypothèse faite que les propriétés physiques d'UO_2 étaient constantes au cours du temps sauf évidemment sa résistivité électrique.

Les calculs avec le code ELECTRA ont été effectués avec les données de l'expérience (voir chap. III.2.3.).

Sur la figure III.18 on présente l'évolution du profil des températures dans le barreau d'UO_2 en fonction du temps. On constate que le profil des températures dans l'UO_2 devient vite pointu en raison de la faible diffusivité thermique du matériau et de la forte quantité d'énergie dégagée dans le barreau qui augmente au cours du temps puisque la résistivité diminue avec la température (voir fig. III.17). Sur la fig. III.19, apparaissent l'évolution calculée de la tension aux bornes du barreau et de la puissance électrique dissipée dans celui-ci, au cours du temps.

III.2.4.2. Interprétation des résultats de l'expérience JEF à l'aide du code CORFOU [55]

L'hypothèse ayant été faite que toute la masse de bioxyde d'uranium (m_{UO_2} = 7,2 gr) a participé à l'interaction avec le sodium, sous la forme de grains uniformes de 100μ de rayon (σ_c = -110), un calcul a été effectué à l'aide du code CORFOU.

Les valeurs choisies des paramètres ajustables ont été les suivantes suite aux remarques II et III du chapitre II.2.2.3. et aux commentaires faits au sujet des résultats des calculs du chap. III.1.3. :

a) Coefficient d'apport de liquide froid par conduction

Vu le profil pointu des températures dans un barreau d'UO_2 (voir calculs avec le code ELECTRA) on peut supposer que l'UO_2 fondu se met subitement en contact avec le sodium froid, après avoir percé l'UO_2 solide et la gaine en inox. Cette hypothèse nous amène à prendre k1 = 4 (valeur maximum remarque II chap. II.2.2.3.).

b) Coefficient d'apport de liquide froid pour convection

Comme dans le chapitre III.1.3. nous avons choisi k2 = 0,1.

c) Coefficient de déséquilibre thermodynamique

Suite à la constatation du chap. III.1.3. A et ayant supposé que dans le cas de l'expérience JEF l'inertie de la colonne de sodium froid contrôlait le phénomène de la production de vapeur, nous avons choisi J = 100.

Les résultats du calcul c'est-à-dire l'évolution de la pression et du taux de vide au cours du temps sont présentés sur la figure III.20.

Le pic de pression produit en simple phase peut être négligé (voir remarque).

La pression en double phase passe par un maximum dont l'ordre de grandeur est de 60 bars et qui est donc loin des valeurs de pression observées expérimentalement. Ceci nous amène à penser que pour chaque montée en pression observée expérimentalement une faible proportion de la masse totale d'UO_2 se met en interaction avec le sodium, ce qui revient à supposer que les petits grains du combustible entrent par familles dans la zone de l'interaction au cours du temps, suite à la fragmentation des gros grains du combustible (voir hypothèse du modèle proposé chap. II.2.1.).

Par ailleurs le fait que le profil des températures dans le barreau d'UO_2 est pointu, ce qui a été mis en évidence à l'aide du code "ELECTRA", montre que le barreau ne fond pas uniformément et qu'au moment où l'UO_2 fondu perce la gaine et se met en contact avec le sodium sa masse peut être faible devant la masse totale du barreau, qui continue à fondre si le courant électrique n'est pas coupé (par court-circuit ou par commande avant la fin de la fusion).

En conséquence de ce qu'il vient d'être dit un autre calcul a été effectué avec le code CORFOU où on supposait qu'il existait au départ dans la zone de l'interaction une famille de gros grains de rayon r_G = 1 cm et qu'ensuite 3 familles de petits grains de 100μ de rayon apparaissaient par étapes dans le temps :

Masse de la famille de petits grains	temps d'apparition
1,2 gr	0,001 S
0,3 gr	0,2 S
0,5 gr	0,4 S

Le temps d'apparition de chaque famille a été déterminé à l'aide du résultat expérimental B (voir chap. III.2.3.).

Les valeurs des coefficients k1, k2, J dans ce dernier calcul ont été les mêmes que précédemment (J = 100, k1 = 4, k2 = 0,1).

Les résultats du calcul sont présentés sur les fig. III.21, 22, 23. On observe des pics de pression en double phase (fig. III.21) du même ordre de grandeur que ceux obtenus expérimentalement (essai B).

Les deux pics de pression calculés en simple phase c'est-à-dire un pic avant l'ébullition et l'autre après une recondensation du sodium vapeur peuvent être négligés (voir remarque).

Sur la figure III.22 on présente l'évolution des températures des familles des grains d'UO_2. On observe la chutte rapide de la température des petits grains alors que la température des gros grains reste presque invariable.

Enfin sur la figure III.23. on présente le déplacement calculé en fonction du temps de la colonne de sodium froid ou ce qui est approximativement la même chose, la hauteur de la poche de vapeur de sodium.

Remarque :

On trouve par le calcul des fortes rampes de pression lorsque le réfrigérant est en simple phase. Ceci résulte d'une part de l'ensemble des hypothèses du modèle qui deviennent idéales à l'instant initial de chaque interaction, c'est-à-dire au moment où se réalise le contact entre le corps chaud et le liquide froid et d'autre part de la non prise en compte par le modèle de la propagation dans le liquide froid des ondes de pression (hypothèse acoustique) ce qui diminuerait la valeur du pic de pression calculée en simple phase à l'aide uniquement de l'approximation d'inertie [35].

On peut en conclure que la signification de la forte montée en pression calculée en simple phase n'est que théorique.

III.2.5. Conclusions

Quelques résultats de l'expérience de fusion par effet Joule d'une aiguille d'UO_2 entourée de sodium statique (JEF) ont été présentés et une tentative d'interprétation de ces résultats a été réalisée à l'aide des codes CORFOU et ELECTRA . Cette expérience JEF, en cours de développement a pour but l'étude de l'accident d'interaction combustible-réfrigérant dans le cas où une seule aiguille fond dans un assemblage du coeur d'un réacteur à neutrons rapides, Les résultats obtenus jusqu'à présent n'ont jamais mis en évidence le caractère violent de l'interaction. Les valeurs des pressions mesurées jusqu'à maintenant n'ont jamais été supérieures à 2 bars ce qui indique à l'aide des calculs qu'une faible partie de la masse du combustible sous forme de petits grains avait été mise en interaction avec le réfrigérant bien qu'on constate après certaines expériences récemment effectuées la fragmentation d'une partie importante du combustible en très petits grains.

Cette dernière remarque nous amène à suggérer que lors de l'interaction une quantité importante de petits grains du combustible aurait été sous forme d'agglomérats qui auraient été divisés après l'interaction en raison des mouvements et des forces mécaniques exercées sur ceux-ci. Un examen à la main d'une masse d'UO_2 après résolidification montre qu'elle est extrêmement fragile et se divise en très petits grains avec la moindre pression exercée sur celle-ci.

En général l'expérience JEF met en évidence la formation d'une faible quantité de vapeur de sodium qui après un certain moment commence à se recondenser à cause du refroidissement qu'elle subit (apport de liquide froid dans le cas du calcul) pour se vaporiser de nouveau,la même séquence des phénomènes se reproduisant plusieures fois (phénomène oscillatoire).

III.3. EXPERIENCE D'INTERACTION D'UO_2 FONDU PAR HAUTE FREQUENCE AVEC DU SODIUM LIQUIDE (EXPERIENCE CORECT I).

III.3.1. Introduction

Le but de l'expérience CORECT I en cours de développement par AMBLARD au service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble [27], [52], [53] est l'étude de l'interaction UO_2/Na avec des quantités importantes qui représentent les quantités mises en jeu lorsque l'accident a lieu au niveau de l'assemblage entier du coeur d'un réacteur à neutrons rapides (voir chap. 0, type B d'accident).

L'UO_2 est fondu par haute fréquence et présente un niveau libre liquide. Le sodium est injecté dans l'UO_2 fondu.

Ces expériences ont surtout pour but de voir par une analyse granulométrique à postériori quelle est la proportion d'UO_2 qui entre réellement en interaction.

III.3.2. Description de l'expérience CORECT I [27], [52]

L'UO_2 est fondu en auto creuset et maintenu par un creuset en cuivre refroidi à l'eau (figure III.24.).

La figure III.25. montre un bloc de 5 kg d'UO_2 qui a été fondu par ce procédé. Sur la figure n° III.25b on voit le bloc fondu et coupé suivant 2 génératrices.

On constate que 85 °/$_o$ de la masse d'UO_2 ont été portés à une température voisine de la fusion et que la zone liquide intéresse la surface supérieure du bain.

Actuellement le dispositif est monté dans une enceinte qui est susceptible de résister à une pression importante (figures III.26, III.27).

Le container du sodium dont le fond est constitué d'une membrane en cuivre de forme pointue est représenté sur la figure III.28.

Après fusion du combustible et arrêt du chauffage le container du sodium est trempé dans le bain d'UO_2 et le contact entre les deux corps a lieu en raison de la fusion du cuivre.

L'instrumentation est constituée par :

- un capteur de pression qui donne la pression dans l'enceinte.
- un capteur de pression qui mesure la pression dans le sodium.
- un thermocouple à la masse dans le sodium.
- un thermocouple isolé dans le sodium.

III.3.3. Les résultats d'un essai CORECT I [53] [55].

Nous présentons les résultats d'un essai CORECT I, obtenus lorsque 300 gr. de Na à 400°C ont été introduits dans un bain de 3 Kg d'UO_2 fondu, sous une atmosphère de 120 ℓ d'Hydrogène à la pression absolue initiale de 5 bars.

Il a été trouvé que 300 gr. d'UO_2 ont été dispersés dont 3 gr entre 1 et 100μ de diamètre (voir photo de la figure III.29). Les grains examinés au microscope étaient constitués par des agglomérats de petits grains (1 à 2μ) liés par de faibles forces de cohésion.

La valeur de la pression est passée de 5 à 9,8 bars absolus en 500 ms (voir fig. III.30).

III.3.4. Interprétation à l'aide du code "CORFOU" des résultats de l'expérience "CORECT I" [54] [55].

III.3.4.1. Les hypothèses du calcul et leur justification

Pour utiliser le code CORFOU afin d'interpréter les résultats de l'expérience CORECT I les hypothèses simplificatrices suivantes ont été faites.

1. La géométrie du système global est cylindrique de diamètre égal au diamètre de l'enceinte haute pression du dispositif expérimental (voir fig. III.26, 27). Ceci est justifié par le fait que les substances gazeuses de l'interaction (Na vapeur, H_2) peuvent se détendre dans un espace limité par les parois de l'enceinte haute pression.

La figure III.31 représente la configuration géométrique prise en compte pour les calculs. On remarque que le cylindre est fermé comme ceci est le cas de l'enceinte.

2. Il n'y a pas de diffusion des molécules du Na vapeur dans le gaz H_2. D'après un calcul fait par AMBLARD [53] la durée d'une telle diffusion serait trop grande devant celle du phénomène de l'interaction.

3. Dans le système cylindrique qui apparaît sur la fig. III.31 on distingue bien trois zones :

La zone A qui comprend le bioxyde d'uranium mis en interaction, le sodium liquide chaud et le sodium vapeur (zone de l'interaction), la zone B qui représente en quelque sorte le sodium liquide froid, non mis en interaction (voir hypothèse 4) et la zone C qui contient le gaz H_2.

Ces trois zones sont bien séparées au cours de l'interaction, ceci étant justifié, tant par l'hypothèse 2 que par l'hypothèse 4.

4. La zone B exprimée en masse de sodium froid représente l'inertie des composantes de la zone de l'interaction (voir plus loin valeur numérique choisie pour la masse de sodium froid et justification).

La valeur de l'épaisseur de la zone B a été prise constante.

5. La masse du sodium dans la zone A augmente au cours de l'interaction vue la méthode avec laquelle le Na est projeté sur l'UO_2. L'apport de sodium au cours du temps n'a pas lieu depuis la zone B mais depuis le pot de sodium (voir fig. III.31 et fig. III.28.)Pour simplifier le calcul l'hypothèse a été faite que la variation de la masse du sodium dans la zone de l'interaction suit la loi linéaire suivante :

$$m_{Na} = at + b \quad \text{(III. 3.1.)} \quad t = \text{temps} \quad a,b \quad \text{constantes.}$$

La température du sodium entrant dans la zone de l'interaction est celle du sodium froid, c'est-à-dire elle est égale à la température initiale du sodium avant la mise en contact avec l'UO_2.

6. Le gaz H_2 (zone C sur la fig. III.31) est compressible suivant la loi de compressibilité adiabatique.

7. Le combustible entré en interaction est constitué de grains uniformes c'est-à-dire un seul groupe de grains est pris en compte.

8. Un taux de 7 °/$_o$ de la chaleur cédée par l'UO_2 au sodium est transmise par rayonnement et par convection pour les grains entourés de gaz.

III.3.4.2. Modifications faites aux équations du modèle d'interaction UO_2/Na CORFOU .

Compte tenu des hypothèses précédentes on a été amené à faire les modifications suivantes aux équations du modèle présenté dans le chapitre II.

- Suite aux hypothèses 4, 5 et 6 l'équation du bilan de forces (eq. F10.3) est établie de nouveau pour une colonne de liquide froid de masse (volume) constante et pour une pression dans le ciel gazeux variable au cours du temps. Ainsi cette équation prend la forme suivante :

$$\frac{d^2V}{dt^2} = \frac{P(t) - P_{gaz}(t)}{\rho_{\ell f} \; V_{\ell f}} - \frac{A}{A} \left(\frac{dV}{dt}\right)^2 - g\,A \qquad \text{(III. 3.2.)}$$

- Suite à l'hypothèse 6 on a rajouté au système d'équations différentielles l'équation qui décrit le comportement compressible du gaz :

$$P_{gaz}\, V_{gaz}^{\gamma} = \text{constante} \quad \text{(II.3.3.)} \quad \text{avec } \gamma = \frac{C_p}{C_v} \text{ constante}$$

Ceci s'écrit autrement de façon différentielle :

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{gaz} = -\gamma \frac{P_{gaz}}{V_{gaz}} \left(\frac{dV_{gaz}}{dt}\right) = \gamma \frac{P_{gaz}}{V_{gaz}} \frac{dV}{dt} \qquad \text{(III.3.4.)}$$

d'autre part on a (voir fig. III.31) :

$$-\frac{dV_{gaz}}{dt} = \frac{dV}{dt}$$

C'est-à-dire la valeur absolue de la variation du volume de la zone A est égale à la valeur absolue de la variation du volume C étant donné que le volume B est constant.

L'équation (III.3.4.) a été rajouté au système d'équations du code CORFOU. On a ainsi un système à 10 + i équation à résoudre au lieu de 9 + i.

- Suite à l'hypothèse 5 et compte tenu de l'équation (III.3.1.) la masse de sodium de la zone de l'interaction (A sur la figure III.31) varie selon la loi $\frac{dm_{Na}}{dt} = a$ (constante).

La relation de bilan de masse (voir éq. F 10.1) s'écrit de nouveau comme il suit :

$$\left[\frac{\rho_{\ell}(1-\alpha)+\rho_v \alpha}{V - V_c}\right] \frac{dV}{dt} + (\rho_v - \rho_{\ell}) \frac{d\alpha}{dt} + (1-\alpha) \frac{d\rho_l}{dt} + \alpha \frac{d\rho_v}{dp} \frac{dp}{dt} = a \qquad \text{(III.3.5.)}$$

La valeur initiale de la masse du sodium dans la zone de l'interaction est b (suivant la loi III.3.1.).

Il est évident que les coefficients d'apport de liquide froid k_1 et k_2 sont nuls du fait que cet apport ne vient pas de la colonne B (fig. III.31).

- Suite à l'hypothèse 8, la relation qui exprime le transfert de la chaleur des grains au sodium (voir éq. F. 9.1.) a été modifié ce qui a conduit à la relation suivante :

$$\frac{dT_G}{dt} = \sigma_G \, (1{,}07 - \alpha) \, (T_G - T_{\ell}) \qquad \text{(III.3.6.)}$$

III.3.4.3. Le choix des valeurs numériques des données fixes du problème.

a) L'équation de la variation de la masse du sodium dans la zone de l'interaction.

C'est l'équation (III.3.1.). Il s'agit d'évaluer les constantes a et b.

On a choisi comme valeur initiale de la masse du sodium dans la zone de l'interaction b = 10 g.

On sait que 300 g de sodium sont projetés sur l'UO_2 fondu par un orifice de 1 cm de diamètre et sous 5 bars de différence de pression ΔP. Le diamètre d_p du pot de sodium est de 7 cm [52]. Sur la figure III.28 la géométrie de ce pot apparaît.

Pour une densité de sodium à 400°C $\rho_{\ell f} = 0{,}856$ g/cm^3 [41], [57], on en déduit le volume de 300 g de sodium $V_{\ell f} = 350$ cm^3. Cette masse de sodium dans le pot doit avoir une hauteur de h = 9 cm.

Ayant supposé que la différence de pression ΔP est constante au cours du temps, on applique la formule suivante [56] pour évaluer le débit Q_s de sodium écoulé à travers l'orifice dans la zone de l'interaction :

$$Q_s = \mu S \sqrt{2 \left(gh + \frac{\Delta P}{\rho_{sf}}\right)} \qquad \text{(III.3.7.)}$$

μ : constante S l'aire de l'orifice

On prend $\mu = 0,6$ [56].

Il en résulte :

$Q = 1580 \text{ cm}^3/\text{s}$

La durée de vidange du pot de sodium est :

$$\Delta t = \frac{V_{sf}}{Q} = \frac{350}{1580} = 0,22 \text{ sec.}$$

En réalité la différence de pression ΔP diminue considérablement très rapidement et tend vers 0, d'où Δt doit être > 0,22 sec.

La durée de l'interaction a été de 0,5 sec et il a été évalué que seulement ~100 g de sodium ont été vaporisés pendant cette période [53].

Les calculs ont été faits avec a = 725 g/s, c'est-à-dire en 0,4 sec (durée de phénomène).

290 g de sodium sont entrés de façon linéaire dans la zone de l'interaction et 10 g se trouvaient dans cette zone dès le début de l'interaction.

b) La masse de bioxyde d'uranium entrée en interaction

La masse totale d'UO_2 fondu dans le dispositif expérimental était de 3 kg. Après l'interaction 300 g d'UO_2 finement dispersé ont été recueillis.

Suite à des calculs préliminaires, on a été conduit à prendre une masse totale d'UO_2, m_{UO_2} = 600 g soit un volume de V_c = 68,7 cm^3 [58] à la température de 2827°C.

c) Le volume de la colonne du sodium liquide froid (section B sur la figure III.31.)

Ce volume est en réalité fictif. Pour qu'il représente en quelque sortie l'inertie de la zone de l'interaction une valeur a été choisie qui correspond en masse à la moyenne de la masse totale de la zone de l'interaction à l'instant initial et de la masse à l'instant final (t = 0,5 s).

Masse initiale de la zone de l'interaction :

600 g d'UO_2 + 10 g Na = 610 g.

Masse finale de la zone de l'interaction :

600 g d'UO_2 + 300 g Na = 900 g.

Moyenne $\frac{900 + 610}{2}$ = 755 g

En volume cette masse fictive de sodium à 400°C correspond à ~875 cm^3.

III.3.4.4. Les résultats obtenus par le calcul et leur comparaison avec les résultats expérimentaux.

Les calculs ont été effectués en faisant varier d'une part le paramètre du déséquilibre thermodynamique J pour une valeur fixe du paramètre σ_G correspondant à un rayon fixe de grains et d'autre part le paramètre σ_G pour une valeur fixe du paramètre J.

Ainsi sur la fig. III.32 l'évolution de la pression apparaît pour $\sigma_G = -110$ ce qui correspond à un rayon de grains de 100μ et pour les valeurs du paramètre J : 1,10, 50, 100.

Les résultats sont les mêmes que ceux obtenus avec J = 100 lorsqu'on fait J > 100.

Sur la figure III.33, J = 100 et le paramètre σ_G prend les valeurs -27,5, - 110, - 990 qui correspondent aux valeurs du rayon des grains 200μ, 100μ, 33,3μ, respectivement.

Si on compare les courbes pressions-temps obtenus par les calculs avec la courbe pression-temps obtenue expérimentalement (fig. III.30), on constate que pour les valeurs J = 100 et $\sigma_G = -110$, le calcul donne approximativement la courbe expérimentale.

Sur la figure III.34 on présente l'évolution calculée des températures pour ces mêmes valeurs des paramètres J et σ_G.

Le volume du sodium vapeur trouvé par ce même calcul est de l'ordre de 48 l alors que celui trouvé expérimentalement est de l'ordre de 52 l [53].

Enfin sur la figure III.35 on présente l'évolution de la pression calculée avec un volume de l'hydrogène de 60 l qui correspond à la moitié du volume utilisé pour l'expérience.

III.3.5. Conclusions

. Grâce à de petites modifications le code CORFOU a pu être utilisé pour interpréter un résultat de l'expérience CORECT I.

. Il résulte de la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de calcul que les valeurs des paramètres ajustables de calcul du code à prendre sont :

J = 100, σ_G = - 110 (grains de 200µ de diamètre).

. Le calcul a confirmé le caractère non violent de cette interaction.

. On prédit l'influence du volume de gaz (H_2) disponible dans l'enceinte.

IV - COMPARAISON DU CODE "CORFOU" AVEC D'AUTRES MODELES EN COURS DE DEVELOPPEMENT.

IV.1. Introduction

Dans le cadre du "Committee on Reactor Safety Technology"(CREST) de l'"Organisation de Cooperation et de Développement Economique"(OCDE), il a été créé un groupe de travail dans le but de comparer les différents codes d'interaction combustible/réfrigérant actuellement en cours de développement. Ce groupe comprend des représentants des pays suivants : Allemagne Fédérale, Euratom, France, Hollande, Italie, Japon, Royaume Uni.

Dans l'analyse bibliographique (Chap. I) nous avons présenté les modèles de base qui tentent de décrire la thermique des problèmes de l'interaction combustible-réfrigérant. Certaines hypothèses de ces modèles sont reprises partiellement par les équipes des pays mentionnés ci-dessus qui travaillent à la mise au point des codes applicables aux problèmes concrets de la sûreté des réacteurs rapides.

La comparaison des différents modèles est actuellement en cours et s'effectue sur deux exercices que nous avons tenté de résoudre à l'aide du code CORFOU .

IV.2. Les exercices sur lesquels la comparaison des modèles d'interaction UO_2/Na est basée et les solutions obtenues à l'aide du code CORFOU

A. Il s'agit d'un problème d'interaction UO_2-Na dans un assemblage du coeur du réacteur rapide américain FFTF [35].

Les hypothèses du problème à l'instant initial sont les suivantes [59] :

1. Le combustible (UO_2) est fragmenté sous forme de grains sphériques de 117μ de rayon uniforme [28].

2. Rapport des masses combustible Sodium : 8,3.
(Nous avons pris 108 gr d'UO_2 et 13 gr de Na [35]).

3. Température initiale du combustible : 3100 °K.
Nous considérons dans le calcul que la valeur initiale de la température d'UO_2 est supérieure à la valeur précédente d'une quantité fictive de 582 °K pour tenir compte de la chaleur latente de fusion. (Voir chap. II.2.2.2. et annexe VI).

4. Température initiale du sodium : $T_{\ell f} = 1100°K$.

5. Pression initiale : $P\infty = 1$ bar.

6. Densité du combustible : $\rho_c = 9$ gr/cm^3.

7. Hauteur de la colonne de sodium froid : $l = 2,225$ m.

8. Rayon hydraulique du canal : $R_h = 0,175$ cm.

9. Coefficient approximatif de frottement $\Lambda = 0,0542 \times R_h$.

10. Conductibilité thermique de l'UO_2 : $\lambda_c = 0,021$ W/cm°C.

Les résultats des calculs faits avec le code CORFOU sont présentés sur les figures IV.1 à IV.6. On compare sur les graphiques IV.1, 2 et 3 les deux cas suivants :

a) $k_1 = 0$, $k_2 = 0$, $J = 10$
b) $k_1 = 0$, $k_2 = 0$, $J = 500$

Pour $J > 500$ les résultats sont invariables car ceci est le seuil au dessus duquel l'inertie de la colonne de sodium froid contrôle le phénomène de production de la vapeur (voir aussi chap. III.1).

Sur les graphiques IV.4, 5, 6 on compare les deux cas suivants :

a) $k_1 = 0$, $k_2 = 0$, $J = 500$.
b) $k_1 = 4$, $k_2 = 0,1$, $J = 500$.

On constate l'influence de l'apport de liquide froid qui se manifeste en rendant l'interaction moins violente que dans le cas où la masse de sodium chaud est constante.

B. Le réacteur VIPER est un réacteur pulsé anglais dans lequel pourrait être réalisée dans l'avenir une expérience du type V (voir chap. I.2).

Les données de l'exercice se réfèrent à cette expérience et sont les suivantes [59] :

1. Diamètre du tube expérimental (canal) :

$D = 2{,}54$ cm.

2. Hauteur de la zone de l'interaction à l'instant initial $l_o = 0{,}05$ cm.

3. Volume d'UO_2/Volume de Na dans la zone de l'interaction : $\frac{V_c}{V_{rf}} = \frac{3}{1}$

4. Rayon des grains du combustible uniformément dispersé : $r_o = 50\mu$.

5. Température initiale du sodium : $T_{\ell f} = 600°K$.

6. Pression initiale : $P_\infty = 1$ bar.

7. Hauteur de la colonne de liquide froid : $l = 2$ m.

8. Energie totale dégagée dans l'UO_2 par l'excursion de puissance nucléaire du réacteur VIPER à l'instant t :

$$\int_o^t \mathcal{F}\, dt = \frac{2400\, e^{\alpha(t-t_m)}}{1 + e^{\alpha(t-t_m)}} \quad J/g \text{ d'}UO_2$$

$\frac{1}{a} = 110\ \mu s$

t_m : temps au bout duquel la puissance prend sa valeur maximum.

Le calcul fait avec le code CORFOU pour résoudre l'exercice VIPER est préliminaire.

Nous avons choisi une valeur élevée pour le paramètre J et nous avons considéré qu'il n'y a pas d'apport de liquide froid dans la zone de l'interaction.

Les résultats sont présentés sur la figure IV.7. Le calcul a été arrêté lorsque la température du sodium a atteint le point critique, car ses propriétés physiques sont malconnues au delà, il n'y a pas eu formation de vapeur à cause de la faible durée des phénomènes.

IV.3. Conclusions

Effectuée dans le cadre du CREST la comparaison des différents modèles thermohydrauliques qui permettent d'évaluer les conséquences d'une interaction combustible-réfrigérant est en cours. Dans ce but deux exercices ont été proposés aux participants des différents pays.

Nous avons présenté les solutions de ces exercices obtenus avec le code CORFOU.

Des premières confrontations qui ont eu lieu nous pouvons dégager les impressions suivantes :

Il n'existe pas encore de code qui décrive de manière complète et détaillée tous les aspects des différentes phases d'une interaction.

Par rapport aux modèles de base [33], [34], [35], certains codes décrivent de manière plus complète certains aspects du phénomène. C'est ainsi que le code TOPAL de N. HOSKIN et K. MORGAN (Royaume Uni) [60] décrit bien la formation, et la propagation des ondes de pression tant que le sodium est en phase liquide, c'est-à-dire avant l'apparition de la vapeur (c'est un code d'écoulement compressible Lagrangien à une dimension avec pression variable au long de l'axe).

Le code FUSPEC de M. MARTINI et al (Italie) [36] décrit le mécanisme du transfert de la chaleur d'un grain du combustible au réfrigérant d'une manière assez élaborée à l'aide de l'équation de la conduction de la chaleur.

Enfin L. CALDAROLA (Allemagne) [61] a aussi tenté d'améliorer les méthodes utilisées jusqu'à présent pour calculer la vitesse du transfert de la chaleur du combustible au réfrigérant par la prise en compte de l'effet "inverse Leidenfrost" [62].

Le code CORFOU quant à lui semble décrire de manière plus complète la partie double phase de l'interaction par la prise en considération des mécanismes suivants :

- Déséquilibre thermodynamique entre le sodium liquide et sa vapeur.
- Variation de la masse du sodium mise en interaction qui permet de décrire la recondensation du réfrigérant.
- Tentative de mise au point d'un mécanisme physique de fragmentation du combustible.

V - CONCLUSIONS

Le travail que nous avons présenté consiste essentiellement en un modèle théorique d'interaction combustible-réfrigérant et plus particulièrement d'interaction bioxyde d'uranium-sodium [27], [46] que nous avons développé après avoir fait le point des connaissances actuelles sur la question.

Il s'agit d'un modèle dans lequel nous prenons en considération, à l'aide de lois simples, un grand nombre de mécanismes physiques importants qui constituent l'interaction, ce qui nous permet d'estimer le poids de chacun d'eux ainsi que leur interdépendance.

Nous avons ensuite pu utiliser le code CORFOU (COntact RéFrigérant Oxyde Uranium) issu de notre modèle théorique pour interpréter des résultats d'expériences d'interaction UO_2/Na, après ajustement des paramètres inconnus des lois du modèle.

Cet ajustement a été effectué en partie à l'aide des résultats d'une expérience simple d'ébullition de sodium qui a permis de confirmer la validité de certaines des lois du modèle.

De ce travail se dégagent les conclusions suivantes sur l'intérêt particulier que présente notre modèle théorique tant dans le domaine de l'interprétation des expériences que dans celui des prédictions qui seront faites au niveau des analyses de sûreté :

A. Lors de la première phase de l'interaction combustible-réfrigérant (simple phase) c'est-à-dire tant que le réfrigérant est encore liquide (pendans quelques µs) le code CORFOU ne décrit pas avec précision les phénomènes mis en jeu parce qu'il néglige la propagation des ondes de pression d'une part au sein même de la zone où se produit l'interaction, et d'autre part dans le sodium froid environnant.

Dans l'immédiat ce défaut du code semble ne pas être très important sur le plan pratique de l'interprétation des expériences vu les très petites dimensions (quelques centimètres) des zones d'interaction envisagées, devant les distances parcourues par les ondes de pression pendant cette première phase de l'interaction (vitesse du son dans le sodium : $C_o \simeq 2200$ m/s).

Cependant une amélioration du code dans ce sens serait souhaitable dans le but de mieux l'adapter à des descriptions d'interaction intéressant de grands volumes (de l'ordre du m^3).

Bien que l'on ne sache pas exactement le rôle joué par ces ondes de pression sur le processus de la fragmentation du combustible on n'a pas cherché à décrire en détails cette première partie de l'interaction car vu leur courte durée les ondes de pression ne sont pas très énergétiques comparées à la deuxième partie de l'interaction celle au cours de laquelle le sodium se vaporise et se détend.

B. Le phénomène de la fragmentation fine de l'UO_2 liquide en présence de sodium a bien été mis en évidence expérimentalement. Cependant il faut noter que d'une part ce n'est pas une condition suffisante à l'obtention d'une interaction violente (voir les expériences JEF et CORECT), d'autre part ce n'est pas toujours une condition nécessaire (cas des vaporisations violentes du réfrigérant surchauffé à la suite d'un emprisonnement).

Devant une situation aussi complexe on a préféré présenter un modèle de fragmentation suffisamment souple pour pouvoir s'adapter aux différentes possibilités énumérées ci-dessus. L'apparition, dans le code, de l'UO_2 fragmenté sous forme de familles de grains nous a aussi permis d'interpréter un résultat expérimental (expérience JEF) au cours duquel la fragmentation avait lieu à chaque recondensation de la poche de vapeur. Les expériences Aluminium/Eau du tube à choc [22] sont aussi en faveur du mécanisme de fragmentation que nous avons proposé.

Une amélioration possible du modèle dans ce domaine serait la description plus rigoureuse du transfert de chaleur de chaque grain du combustible au réfrigérant dans la première partie de l'interaction par la prise en compte de la conduction de la chaleur en transitoire et dans la deuxième partie par une meilleure estimation du rôle de la vapeur dans le transfert thermique.

C. Pour la deuxième phase de l'interaction, celle au cours de laquelle le réfrigérant se vaporise nous n'avons pas retenu l'hypothèse faite dans d'autres modèles que la distribution de température était uniforme dans le système liquide-vapeur (hypothèse de l'équilibre thermodynamique) vu les temps très courts mis en jeu (de l'ordre de la milliseconde). Il nous a semblé, au contraire, que pour calculer la quantité de vapeur formée il fallait prendre en compte les vitesses de vaporisation c'est-à-dire admettre l'existence de liquide à température moyenne différente de la température de saturation (hypothèse de déséquilibre thermodynamique). Ceci a été fait de manière très simple par l'introduction d'une loi de vaporisation de la forme de Newton [63]. Dans les calculs faits pour l'expérience JEF le déséquilibre calculé a atteint des valeurs de l'ordre d'une centaine de degrès C, les quantités de vapeur produites sont donc très différentes de celles qui correspondraient à l'équilibre et ceci montre l'intérêt qu'il y a à ne pas négliger ce phénomène.

La détermination à priori de la ou des valeurs du coefficient J est très difficile car la valeur de ce coefficient dépend des conditions particulières à chaque expérience, distribution du combustible dans le réfrigérant, formes et nombres de poches de vapeur, etc... Nous pensons qu'avec les séries d'expériences en cours et prévues il sera possible de connaître la gamme de valeurs du coefficient J correspondant à chaque type d'interaction.

D. Une autre caractéristique intéressante du code CORFOU est la variation possible au cours du temps de la masse de réfrigérant en interaction avec le corps chaud.

Ceci permet en effet, dès le début de prendre en compte la diffusion de la chaleur dans le milieu environnant (coefficient k_1) d'autre part de décrire l'apport de liquide froid qui se produit lors de l'expansion de la zone d'interaction (coefficient k_2). Il a été possible de prédire approximativement les valeurs de ces coefficients.

L'existence de cette possibilité c'est révélée nécessaire pour décrire les résultats expérimentaux JEF au cours desquels il y a effectivement eu recondensation de la vapeur et permettra de chiffrer l'importance des fuites thermiques sur l'énergie mécanique libérée par une interaction dans des cas d'intérêt pratique.

Grâce à ces différentes possibilités le code permet de prendre en compte des effets généralement négligés dans d'autres modèles, qui prétendent donner des résultats plutôt pessinistes d'une interaction combustible - réfrigérant.

Nous pensons que le fait de ne pas avoir négligé les mécanismes qui, à première vue, semblent affaiblir les conséquences de l'interaction et donc diminuer le risque d'une explosion de vapeur nous permet non seulement de décrire des expériences réelles, mais aussi permettra de mieux transposer les résultats expérimentaux au cas d'intérêt pratique.

ANNEXE I

LA COUCHE MINCE DU REFRIGERANT, SIEGE DU TRANSFERT DE LA CHALEUR [32]

En géométrie unidimensionnelle et milieux semi-infinis, soit T^o_c et T^o_{rf}, les températures initiales du combustible ($X < 0$) et du réfrigérant ($X > 0$) respectivement. On cherche les solutions des équations de la conduction du type suivant :

$$T_1 = A_1 + B_1 \operatorname{erf} \frac{|X|}{2\sqrt{a_1 t}} \qquad X < 0$$

$$T_2 = A_2 + B_2 \operatorname{erf} \frac{X}{2\sqrt{a_2 t}} \qquad X > 0$$

Les constantes A_1, B_1, A_2, B_2 sont choisies de façon à satisfaire les conditions limites. On obtient :

$$T_c = \Phi \, (T^o_c - T^o_{rf}) \left[1 + \frac{\lambda_{rf}/\sqrt{a_{rf}}}{\lambda_c/\sqrt{a_c}} \operatorname{erf} \frac{|X|}{2\sqrt{a_c t}}\right] + T^o_{rf} \qquad \text{(I.1.)}$$

$$T_{rf} = \Phi \, (T^o_c - T^o_{rf}) \left[\operatorname{erfc} \frac{X}{2\sqrt{a_{rf} t}}\right] + T^o_{rf} \qquad \text{(I.2.)}$$

où $$\Phi = \frac{\lambda_c / \sqrt{a_c}}{\lambda_c/\sqrt{a_c} + \lambda_{rf}/\sqrt{a_{rf}}}$$

λ : conductibilité thermique

a : diffusivité thermique.

A l'interface $X = 0$ on obtient :

$$T_i = \Phi \, (T^o_c - T^o_{rf}) + T^o_{rf} \qquad \text{(I.3.)}$$

T_i est constante pour $t > 0$.

A partir de l'équation (I.2.) on peut déterminer la température moyenne T_{moy} du réfrigérant entre l'interface et un point à distance X de l'interface combustible/réfrigérant :

$$T_{moy} = \frac{\Phi(T^o_c - T^o_{rf}) \int_o^{\frac{X}{2\sqrt{a_{rf}t}}} \operatorname{erfc}(\varepsilon)\, d\varepsilon}{\int_o^{\frac{X}{2\sqrt{a_{rf}t}}} d\varepsilon} + T^o_{rf}$$

avec : $\varepsilon = \frac{X}{2\sqrt{a_{rf}t}}$

En se servant de la température T_{rf} comme paramètre on ontient la forme de la courbe t(X) par la relation (I.2.).

$$\operatorname{erfc}\left(\frac{X}{2\sqrt{a_{rf}t}}\right) \to 0 \text{ si } \left(\frac{X}{2\sqrt{a_{rf}t}}\right) \to 4$$

Donc l'épaisseur de la couche mince est donnée par :

$$X_{couche} = 8\sqrt{a_{rf}t} \qquad (I.4.)$$

La vitesse de propagation du front chauffant au temps t est :

$$\frac{dX}{dt} = 4\sqrt{\frac{a_{rf}}{t}} \qquad (I.5.)$$

ANNEXE II

CALCUL DE L'EFFET DU TRANSFERT DE LA CHALEUR DU COMBUSTIBLE AU REFRIGERANT PAR RAYONNEMENT

Le rayonnement thermique d'une surface chaude (bioxyde d'uranium) à la température T_1 (°K) vers une surface froide environnante (sodium liquide) à la température T_2 (°K) est exprimé par la relation suivante [47], si les coefficients d'émissivité ε de ces deux milieux sont égaux :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{rayon} = 1{,}37E \left[\left(\frac{T_1}{1000}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{1000}\right)^4\right] \qquad (II.1)$$

S'il s'agit de deux surfaces parallèles :

$$E = \frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon} \qquad (II.2)$$

et si en plus, les surfaces sont de faibles dimensions :

$$E = \varepsilon \qquad (II.3)$$

Avec $T_{UO_2} = 3100°K$ et $T_{Na} = 900°K$

et $\varepsilon = 0{,}66$ [47]

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{rayon} = 82{,}6 \text{ cal/s cm}^2$$

La quantité de chaleur fournie par un petit grain de bioxyde d'uranium au sodium liquide par conduction est (voir chap. II.2.2.2.) pour la même différence de température (°C) :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{cond.} = \frac{\lambda_{UO_2}}{r°} (T_1 - T_2) = 3780 \text{ cal/cm}^2\text{S}$$

avec $\lambda_{UO_2} = 0{,}009$ cal/cm°C S

$r_o = 50\mu$.

$$\frac{\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{rayon.}}{\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{cond.}} = \frac{82,6}{3780} \simeq 2\%$$

On peut considérer que la chaleur transmise par rayonnement est faible devant celle transmise par conduction.

ANNEXE III

CALCUL SIMPLIFIE DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE ENTRE UNE SPHERE DE COMBUSTIBLE ET LE REFRIGERANT.

On écrit l'équation de la conduction de la chaleur pour une couche sphérique immergée dans un milieu réfrigérant infini à la température T.

$$\frac{1}{\alpha}\,\frac{\partial[r\theta(r,t)]}{\partial t} = \frac{\partial^2[r\,\theta(t,t)]}{\partial r^2} \qquad \text{(III.1) pour } n < r \leqslant R$$

$$\text{avec } \theta(r,t) = T(r,t) - T\infty \qquad \text{(III.2)}$$

Le flux f de chaleur qui traverse l'interface combustible réfrigérant est donné par les relations suivantes :

$$f = \lambda_c \left.\frac{\partial T(r,t)}{\partial r}\right]_{r=R} = \lambda_{rf} \left.\frac{\partial T(r,t)}{\partial r}\right]_{r=R} \qquad \text{(III.3)}$$

On exprime ce flux par une relation simplifiée :

$$f = h'\,\theta\,(R,t) \qquad \text{(III.4)}$$

En faisant l'approximation du régime permanent, l'équation (III.1) prend la forme simplifiée suivante dont la solution est l'équation (III.6).

$$\frac{\partial^2[r\theta(r)]}{\partial r^2} = 0 \qquad \text{(III.5) pour } n < r \leqslant R$$

$$\frac{\theta}{\theta_m} = \frac{T(r) - T\infty}{T_n - T\infty} = \frac{(n/R)[1+(r/R)(1/Bi-1)]}{(r/R)[1+(n/R)(1/Bi-1)]} \qquad \text{(III.6)}$$

$$\text{avec } Bi = \frac{h'R}{\lambda_c} \quad \text{(Nombre de Biot)}$$

$$\text{et } T_m = T(n)$$

On en déduit le flux de chaleur à l'interface combustible réfrigérant à l'aide de la relation (III.4) :

$$\frac{fR}{\lambda_c \theta_m} = \frac{n/R}{1+(n/R)(1/Bi - 1)} \qquad \text{(III.7)}$$

Comme la conductibilité thermique du sodium est grande devant celle du bioxyde d'uranium, on peut considérer que $h' \to \infty$ de même que $Bi \to \infty$. Faisons $n = R/2$ c'est-à-dire $\theta_m = T_{R/2} - T\infty$.

On obtient alors :

$$f = \frac{\lambda_c}{R} \theta_m \qquad \text{(III.8)}$$

L'équation (II.2.3.) est obtenue à partir de la relation (III.8).

ANNEXE IV

CALCULS DE LA PROBABILITE p(t) POUR QU'UN GRAIN DE COMBUSTIBLE SOIT ENTOURE DE REFRIGERANT LIQUIDE ET DE LA FONCTION w(t).

Densité moyenne du réfrigérant : $\rho\ (t) = \frac{m_\ell + m_v}{V_\ell + V_v}$

Pour tout grain (voir chap. II.2.2.2.).

$$p(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_{(0)}} = \frac{\dfrac{m_\ell + m_v}{V_\ell + V_v}}{\rho_{\ell f}} = \frac{\dfrac{\rho_\ell V_\ell + \rho_v V_v}{V_\ell + V_v}}{\rho_{\ell f}} \qquad (IV.1)$$

A l'aide des relations :

$$V_\ell = (1 - \alpha)\ (V - V_c) \quad \text{et} \quad V_v = \alpha\ (V - V_c)$$

$$(V - V_c) = (V_\ell + V_v)$$

On obtient :

$$p(t) = \frac{\rho_\ell (1-\alpha)\ (V-V_c) + \rho_\ell \alpha (V-V_c)}{\rho_{\ell f}\ (V-V_c)} = \frac{\rho_\ell}{\rho_{\ell f}}\ (1-\alpha) + \frac{\rho_v}{\rho_{\ell f}}\ \alpha \qquad (IV.2)$$

Si on fait les hypothèses $\rho_\ell \simeq \rho_{\ell f}$

et $\rho_v << \rho_{\ell f}$, il en résulte la relation approximative :

$$p(t) = 1 - \alpha \qquad (IV.3)$$

$$w(t) = \frac{V_\ell(t)}{V_\ell(t) + p(t)\ V_c} \qquad (IV.4)$$

Il en résulte approximativement :

$$w(t) = \frac{(1-\alpha)\ (V-V_c)}{(1-\alpha)\ (V-V_c) + (1-\alpha)\ V_c} = 1 - \frac{V_c}{V} \qquad (IV.5)$$

ANNEXE V

CALCUL DU VOLUME DE REFRIGERANT LIQUIDE FROID QUI ENTRE DANS LA ZONE D'INTERACTION.

La vitesse d'explusion de la colonne de liquide froid est donnée par la relation :

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_{exp.} = \left(\frac{dV}{dt}\right) - \left(\frac{dV}{dt}\right)_{\ell f} \quad (V.1.)$$ (Voir remarque chap. II.2.2.3.)

En divisant par $\rho_{\ell f}$ la relation (II.2.8.), on en déduit :

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_{\ell f} = k_1 A \sqrt{\frac{a_{\ell f}}{t}} + k_2 \left(1 - \frac{V_c}{V}\right) \left[\left(\frac{dV}{dt}\right) - \left(\frac{dV}{dt}\right)_{\ell f}\right] \quad (V.2.)$$

Il en résulte :

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_{\ell f} = \frac{V k_1 A \sqrt{\frac{a_{\ell f}}{t}} + k_2 \frac{dV}{dt} (V - V_c)}{V + k_2 (V - V_c)} \quad (V.3.)$$

La dérivée seconde de $\left(\frac{dV}{dt}\right)_{\ell f}$ est donnée par la relation :

$$\left(\frac{d^2V}{dt^2}\right)_{\ell f} = \frac{\left[1 + k_2 \left(1 - \frac{V_c}{V}\right)\right] X' - k_2 V_c V^{-2} X}{1 + k_2 \left(1 - \frac{V_c}{V}\right)^2} \quad (V.4.)$$

$$\text{Avec } X = k_1 A \sqrt{\frac{a_{\ell f}}{t}} + k_2 \left(1 - \frac{V_c}{V}\right) \frac{dV}{dt} \quad (V.5.)$$

$$\text{et } X' = k_2 \left(1 - \frac{V_c}{V}\right) \frac{d^2V}{dt^2} + k_2 V_c V^{-2} \frac{dV}{dt} - \frac{k_1}{2} A \sqrt{a_{\ell f}}\, t^{-\frac{3}{2}} \quad (V.6.)$$

ANNEXE VI

PROPRIETES PHYSIQUES DU BIOXYDE D'URANIUM [64]

Nous avons utilisé les formules suivantes pour calculer les différentes propriétés physiques de l'UO_2 :

1) Conductibilité thermique [65]

Elle peut être calculée par la formule empirique suivante qui est valable seulement pour l'UO_2 solide :

$$\lambda = \frac{1}{11,3+0,0226\ T} + 1,33(T-300)^3\ 10^{-12}\ W/cm°C \qquad (VI.1.)$$

T : Température en °K.

2) Enthalpie [58]

$$H^S - H_{298} = 15,6820+4,73650\times10^{-2}\ T+9,90824\times10^{-5}\ T^2-1,15121\times10^{4}\ T \qquad (VI.2.)$$

pour $298 < T < 3115°K$.

H^S = enthalpie de l'UO_2 solide en Joule/g.

H_{298} = enthalpie à la température ambiante.

T = température en °K.

Si on prend $H_{298} = 45,325$ cal/g.mole, valeur retenue au colloque de Vienne, il en suit :

$H^S(Tm) = 1120,95$ j/g avec $T_M = 3115°K$ température approximative de fusion (voir remarque).

La valeur mesurée de la chaleur latente de fusion est :

$L = 281,93$ J/g.

On en déduit l'enthalpie de l'UO_2 liquide à la température de fusion.

$H^L(T_M) = 1402,88$ J/g.

3) Densité [58]

La densité du solide ρ^s en g/cm^3 est donnée par la relation suivante :

$$\rho^s = 10,98/(1+9\times10^{-6}t+6\times10^{-9}t^2+3\times10^{-19}t^3) \qquad \text{(VI.3.)}$$

t = température en °C.

A la température de fusion les volumes spécifiques du solide et du liquide respectivement sont :

$V^S = 0,1034\ cm^3/g \quad V^L = 0,1144\ cm^3/g.$

La densité du liquide au point de fusion a été évaluée à :

$\rho^L\ (T_M) = 8,74\ g/cm^3.$

4) Température fictive de l'UO_2 fondu

Pour tenir compte, dans les calculs, de la chaleur latente du combustible on considère [35] que la température du combustible fondu à la température de fusion est supérieure à sa valeur réelle d'une quantité fictive définie par la relation suivante :

$$\Delta T = \frac{\text{chaleur latente de fusion}}{\text{chaleur spécifique moyenne}} = \frac{L}{\bar{c}}$$

Nous avons calculé une valeur moyenne de $\overline{C}$ entre 1273 °K et le point de fusion 3115°K à l'aide de la formule (VI.2.).

$$\overline{C} = \frac{H_{3115°K} - H_{1273\ °K}}{(3115 - 1273)\ °K} = \frac{1120,95 - 228,2}{1842} = 0,485$$

On en déduit la valeur de la quantité ΔT :

$\Delta T = 582\,°K$.

REMARQUE :

La température de fusion de l'UO_2 retenue par le colloque de Vienne est de $2827 \pm 100\,°C$.

Pour les calculs faits avec le code CORFOU nous avons pris $T_{fusion} = 2827\,°C$.

Ainsi la valeur fictive initiale de l'UO_2 a été :

$T = 2827 + 582 = 3409°C$.

REFERENCES

[1] H.C. SCHWENK, R.H. SHANNON :
"Nuclear Power Engineering" pp. 112,113
Mc Graw-Hill Book Company, 1957.

[2] J. LEDUC et al "Developpement en France de la technologie du coeur de réacteurs rapides refroidis au sodium et perspectives d'avenir Sodium-Cooled Fast Reactor Engineering (C.R. Coll. Monaco, 1970). AIEA, Vienne (1970) 249.

[3] J.P. DUPORT, G. ABECASSIS, J.C. CHENAL, J.P. CONSTANTIN, A. DAUBERT, J.M. GAMA, P. LAMBERT, P. LEON, B. MORIN.
"Incidence des problèmes hydrauliques sur la conception des réacteurs rapides refroidis au sodium."
A.T.E.N. Bulletin d'information n° 83, 1970.

[4] G. VENDRYES, G. DENIELOU, J. FAURE, G. PAYAN, M. ROZENHOLC, F. SEBILLEAU
"Situation et perspectives de la filière des réacteurs à neutrons rapides en France. A/CONF. 49/P/583.
Peaceful uses of Atomic Energy, Geneva 6-16 Sept. 1971.

[5] A.M. JUDD : "The problems of Fast Reactor Safety" ANL Reactor Physics Division. Annual report July 1, 1968 to June 30, 1969, pp. 306-312.

[6] Report on the fuel melting incident in the Enrico Fermi Atomic Power Plant on Oct. 5, 1966. Prepared by Atomic Power Development Associates, INC. Dec. 15, 1968.

[7] L.C. WITTE, J.E. COX, J.E. BOUVIER :
"The vapour explosion"
Journal of Metals, February 1970, pp. 39-44.

[8] D.L. KATZ, C.M. SLIEPCEVICH
"LNG/water explosions : cause and effect"
Hydrocarbon Processing Nov. 1971, pp. 240-244.

[9] A.W. CRONENBERG
" A Thermohydrodynamic Model for molten UO_2-Na interaction, pertaining to fast reactor fuel-failure accident".
ANL - 7947 Reactor Technology - June 1972.

[10] A.J. CLARE, R.B. DUFFEY, R.S. HALL, T.S. PLAYLE, D.H. POOLE
"Metal - Coolant Thermal Interactions at High Temperatures : Preliminary Results from a Laser Heating Experiment".
Central Electricity Generating Board, RD/B/N1448, Sept. 1969.

[11] L. ROCHE, H. VIDAL :
"Etude expérimentale du comportement des éléments combustibles en régime accidentiel" Département de sûreté nucléaire C.E.A. France.
Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation International Conference, Karlsruke. Oct. 9-19 1972. Paper 30.

[12] J.E. BOUVIER, L.C. WITTE, J.E. COX :
"Introduction to explosive vapor formation" Technical Report ORO-3936-1, Nov. 1969 (Univ. of Houston).

[13] M. AMBLARD, R. SEMERIA, P. VERNIER, A. GOUZY, M. NAJUC :
"Contact entre du bioxyde d'uranium fondu et un réfrigérant (sodium et eau)" C.E.N-Grenoble, STT, Rapport TT n° 96 ,3 Mars 1970.

[14] K. FLORY, R. PAOLI, R. MESLER :
"Molten Metal-Water Explosions"
Chemical Engineering Progress (vol. 65, n° 12) Dec. 1969.

[15] F.E. BRAUER, N.W. GREEN, R.B. MESLER
"Metal/Water Explosions" Nuclear Science and Engineering 31, 540-554, 1968.

[16] K.V. ROBERTS
Theoretical calculations on fuel-coolant interactions.
Meeting OCDE/CREST sur l'interaction conbustible/réfrigérant.
Grenoble 25-27 Janvier 1972.

[17] R.H. BRADLEY, L.C. WITTE
"Investigation of the vapour explosion phenonenon using a molten metal jet injected into distilled water" AEC Report ORO-3936-7, Oct. 1971.

[18] HAROUN TAZIEFF
"L'ETNA et les volcanologues"
B. Arthaud, Paris 1972, pp. 101,141, 173.

[19] D.H. CHO, D.R. ARMSTRONG, W.H. GUNTHER (ANL) :
"Molten Material - Coolant interactions"
American Nuclear Society Transactions, Vol. 13, n° 1, p. 385. 1970.

[20] ANL-7152, Reactor Development Program, Progress.
Report, Jan. 1966 p. 87.

[21] L.C. WITTE, J.E. COX
"Transition boiling from spheres to water.
Technical Report ORO-3936-3, April 1970 (Univ. of Houston).

[22] K. DARBY, R.C. POTTINGER, N.J.M. REES, R.G. TURNER :
"The thermal interaction between"water and molten aluminium under impact conditions in a strong tube"
Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation International Conference, Karlsruhe. Oct. 9-19 1972, paper 38e.

[23] D.H. HSIAO, P.G. HEDGCOXE, L.C. WITTE
"Pressurisation of a Solidifying Sphere"
ASME Paper n° APM-71-AAA.

[24] R. SEMERIA, J.P. MATHIEU, A. GOUZY
C.E.N-Grenoble, Note TT nº 283, Janvier 1968.

[25] J. HINZE
American Institut of Chemical Engineers Journal,
Vol1, nº 3.

[26] A. PELLETIER
Contact étain fondu-eau
CEN-G TT/69-14-E/AP Février 1969.

[27] M. AMBLARD, P. SYRMALENIOS, J. COSTA :
"Les interactions combustible-réfrigérant, études expérimentales et théoriques au cas des réacteurs à neutrons rapides".
International conference on Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation, Karlsruhe Oct. 9-19 1972, paper 38 f.

[28] D.R. ARMSTRONG, F.J. TESTA, D. PARIDON
Molten UO_2-Sodium dropping experiments"
Trans. Am. Nucl. Soc. 13, 2 Nov. 1970.

[29] H.K. FAUSKE :
"The role of nucleation in vapour explosions
Trans. Am. Nucl. Soc 15, 1 - Juin 72.

[30] S.M. ZIVI, R.W. WRIGHT, STL -327-30 (1965).

[31] E.P. HICKS, D.C. MENZIES
"Theoretical Studies on the Fast Reactor Maximum Accident"
Proceeding of the conference on Safety, Fuels, and Core Design in Large Fast Power Reactors, Oct. 11-14. 1965 ANL-7120, p. 654.

[32] An analytical evaluation of the consequences of a hypothetical instantaneous loss of coolant flow to a Fast Flux Test Facility driver fuel assembly. GEAP-10059.
AEC Research and Development Report, July 1969.

[33] A. PADILLA
Transient Analysis of Fuel-Sodium interaction
Trans. Am. Nucl. Soc. Vol 13 n°1 p. 375

[34] R.B. DUFFEY
Channel voiding due to fuel-coolant interactions in sodium cooled fast reactors : A theoretical model. CEGB RD/B/N 1609. CFRSWP/P(70)17 March 1970.

[35] D.H. CHO, R.O. IVINS, R.W. WRIGHT
"Pressure generation by molten fuel-coolant interactions under LMFBR accident conditions"
A.N.S. Topical Meeting
"New Developments in Reactor Mathematics and Applications".
Idaho Falls (Idaho) March 29-31, 1971.

[36] M. MARTINI, N. CRISAFULLI, A. SACCO, G. SCARANO, M. STEPHANOVIC :
Studies and preliminary out of pile tests related to sodium-fuel interactions.
Meeting OCDE/CREST, Grenoble 25-27 Janv. 1972.

[37] G. POOTS
On the application of integral-method to the solution of problems involving the solidification of liquids initially at fusion temperature.
Int. J. HeatMass Transfert Vol. 5 pp. 525-531, 1962.

[38] D. LANGFORD
The freezing of spheres.
Int. J. Heat Mass Transfer.
Vol. 9, pp. 827-828 1966.

[39] H.S. CARLSRAW, J.C. JAEGER
"Conduction of Heat in Solids" pp. 60
OXFORD University Press 1959.

[40] R.V. BIRD, W.E. STEWART, E.N. LIGHTFOOT
"Transport phenomena"
J. Wiley and Sons. Inc.

[41] G.H. GOLDEN, J.V. TOKAR
"Thermophysical Properties of Sodium
ANL 7223.

[42] J. RANDLES
"A thermohydrodynamic model for the theoretical study of the boiling and ejection of the coolant from a reactor channel due to a direct contact with hot molten fuel".
Commission of the European Communities EUR 4592. 1971.

[43] B. MARTINET
"Sous-programme d'intégration d'un système différentiel avec conditions initiales par la méthode de KUTTA-MERSON" CEN-Grenoble Laboratoire de Calcul Numérique. Note interne, 6 Juin 1966.

[44] L. FOX
"Numerical solution of ordinary and partial differential equations.
Pergamon Press 1962. pp. 24.

[45] P. SYRMALENIOS
"Le code CORFOU"
CEN-Grenoble, Note TT n° 428 Mars 1973.

[46] P. SYRMALENIOS
"Modèle d'interaction thermique entre bioxyde d'uranium fondu et sodium".
Rapport CEA-R-4432 Avril 1973.

[47] Argonne National Laboratory
Reactor Development Program - Progress Report
ANL - 7679 March 1970, pp. 163.

[48] R.M. SINGER, R.E. HOLTZ
"Vaporisation dynamics of initially superheated sodium"
ANL-7706, Sept. 1970.

[49] A.M. JUDD
"Sodium Boiling and fast reactor safety analysis"
UKAEA, Reactor Group, Winfrith, Dorchester
AEEW - R561, 1967 pp. 21.

[50] M. AMBLARD
"Interaction UO_2/Na fusion par effet Joule, expérience JEF, première série d'essais". Juillet 1972.
C.E.A. - DTCE - STT Note TT. n° 416.

[51] P. SYRMALENIOS
"Calcul de l'échauffement d'un barreau de bioxyde d'uranium, chauffé par effet Joule"
Septembre 1971 - C.E.A. - C.E.N-G - STT - Note TT. n° 395.

[52] M. AMBLARD, H. GARNIER, M. NAJUC, M. VILCOT
Interaction UO_2/Na - Expérience CORECT I. Dispositif expérimental
C.E.N-G - Note TT. n° 417 - Juillet 1972.

[53] M. AMBLARD
Expérience CORECT I et CORECT II.
Etat actuel - développement.
C.E.N-G - Note interne TT. - 29 Novembre 1972.

[54] P. SYRMALENIOS
Utilisation du code "CORFOU" pour l'interprétation des résultats de l'expérience "CORECT I".
C.E.N-G - Note TT. n° 436 - Mai 1973.

[55] M. AMBLARD, J. COSTA, P. SYRMALENIOS
Recent JEF and CORECT I sodium-fuel interaction résults.
Second specialist OCDE/CREST Meeting on sodium-fuel interaction in fast reactors - Ispra Novembre 1973.

[56] A. LENCASTRE
Manuel d'hydraulique générale.
Edition Eyrolles - 1961 - pp. 153, 361.

[57] M. GAILLARD, P. VATTON,
Propriétés physiques du sodium.
Note d'information TT/71-28-C/MG-PVa - 5 Mai 1971.

[58] D. MILLER
The effect of melting on UO_2. thermodynamic properties ANL-7610.
Reactor Physics Division - Annual Report.
July 1, 1968 to June 30, 1969.

[59] D. JAKEMAN
"Notes on the CREST sodium fuel interaction meeting on comparaison of theoretical calculational models at OECD Headquarters.
Paris on 23/24 Nov. 1972.
UKAEA - Fast Reactor Group Note 147 - 16 Jan. 1973.

[60] N. HOSKIN, K. MORGAN
"Studies of pressure generation by water impact upon molten aluminium with reference to fast reactor sub-assembly accidents".
International Conference on Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation. Karlsruhe. Oct. 1972.

[61] L. CALDAROLA
"A theoretical model for the molten fuel sodium interaction in a nuclear fast reactor"
Nuclear Engin. and Design, Vol. 22 n° 2, p. 175,1972.

[62] R.S. HALL, S.J. BOARD, A.J. CLARE, R.B. DUFFEY, T.S. PLAYLE, D.H. POOLE:
"Inverse Leidenfrost Phenomenon"
Nature Vol. 224, n° 5216, pp. 266-267 - Oct. 1969.

[63] C. CHAUSSIN, G. HILLY
"Chaleur et Thermodynamique" pp. 175.
DUNOD 1951.

[64] P. SYRMALENIOS
"Etude bibliographique sur les propriétés physiques thermiques du bioxyde d'uranium non irradié.
C.E.N-G - Note T.T. n° 429 19 Avril 1973.

[65] H. MARCHANDISE
"Conductibilité thermique du bioxyde d'uranium.
EUR 4568 f - Commission des Communautés Européénnes.

TABLEAU I.1 RAPSODIE. PHENIX. CENTRALE DE 1000 MW(e) :

QUELQUES CARACTERISTIQUES COMPAREES

	Rapsodie	Phénix 250 MW(e)	1000 MW(e)
Puissance thermique MW(th)	36-45	563	2 250
Volume du coeur (litres)	53	1 227	5 300
Hauteur du coeur (cm)	32	85	100
Diamètre de la cuve principale (m)	2,35	12,75	16
Enrichissement en noyaux fissiles (%)	85	20	16
Masse initiale de noyaux fissiles (kg)	130	750	2 700
Nombre d'aiguilles par assemblage	61	217	271
Taux de régénération	0,33[a]	1,16	1,25
Température maximale de gaine (°C) (point chaud)	700	700	700
Puissance linéaire maximale (W/cm)	430	430	500
Diamètre des pastilles d'oxyde (mm)	4,23	5,5	7
Taux de combustion visé (MWj/t)	50 000	50 000 à 100 000	100 000
Flux intégré maximum en fin d'irradiation (n/cm^2)	$0,4.10^{23}$	$3,1.10^{23}$	$4,6.10^{23}$

[a] Depuis l'installation d'un réflecteur de nickel autour du coeur.

TABLEAU III.1.

INTERPRETATION DES RESULTATS D'EXPERIENCE D'EXPULSION D'UNE COLONNE DE SODIUM FROID PAR LA DETENTE D'UNE MASSE DE SODIUM SURCHAUFFE [48]

DONNEES FIXES

Section rectangulaire du tube	2,413 cm^2
Section circulaire du tube	2,405 cm^2
Hauteur de la partie du tube de section rectangulaire	0,5 m
Hauteur totale du tube	4,3 m
Hauteur du faisceau électronique	7,6 cm
Hauteur de la colonne de sodium froid	94 cm
Température de saturation du sodium	851°C
Température de sodium froid	550°C
Pression du gaz	0,7627 bars
Flux de chaleur	78,4 W/cm^2
Volume de sodium chaud	18,24 cm^3

COEFFICIENTS AJUSTABLES

J	K1	K2
100	0,5	0,1

VALEUR INITIALE DES PARAMETRES VARIABLES AU COURS DU TEMPS

	Essais expérimentaux A	B	C
SURCHAUFFE MAXIMUM DE SODIUM	68°C	49°C	28°C
VOLUME EQUIVALENT DE SODIUM CHAUFFE A LA TEMPERATURE DE SURCHAUFFE MAXIMUM	12,24 cm^3	9,24 cm^3	5,24 cm^3
TAUX DE VIDE	0,1	0,1	0,1

TABLEAU III.2.

ESSAI JEF GRANULOMETRIE OXYDE URANIUM ET FER		
DIMENSION DES MAILLES(mm)	MASSE UO_2 / MASSE UO_2 RECUEILLIE	MASSE FER/MASSE FER RECUEILLIE
d > 1	43 °/₀	20 °/₀
1 > d > 0,4	21 °/₀	28 °/₀
0,4 > d > 0,1	21,9 °/₀	31 °/₀
0,1 > d > 0,04	12 °/₀	17,5 °/₀
0,04 > d	2,4 °/₀	3,1 °/₀
MASSE RECUEILLIE	5,7 grammes	0,8 grammes

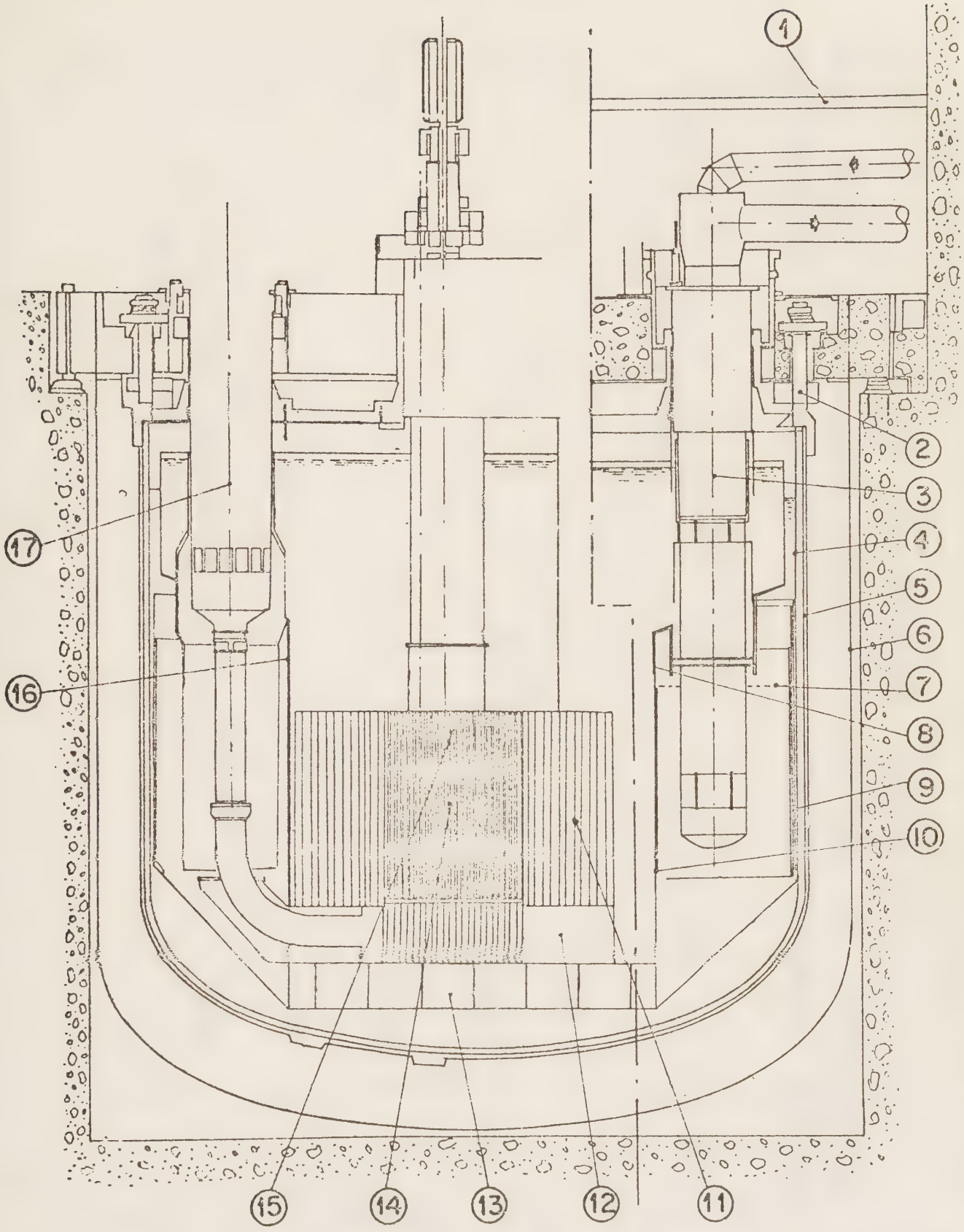


Fig. 11— Coupe schématique verticale du réacteur Phénix. 1. Plancher. 2. Suspentes. 3. Echangeur intermédiaire. 4. Cuve principale. 5. Double enveloppe. 6. Cuve d'enceinte primaire. 7. Grille. 8. Baffles de cuve primaire. 9. Baffles de cuve principale. 10. Cuve primaire. 11. Protection neutronique latérale. 12. Sommier. 13. Platelage. 14. Cœur. 15. Protection neutronique supérieure. 16. Cuve primaire. 17. Pompe.

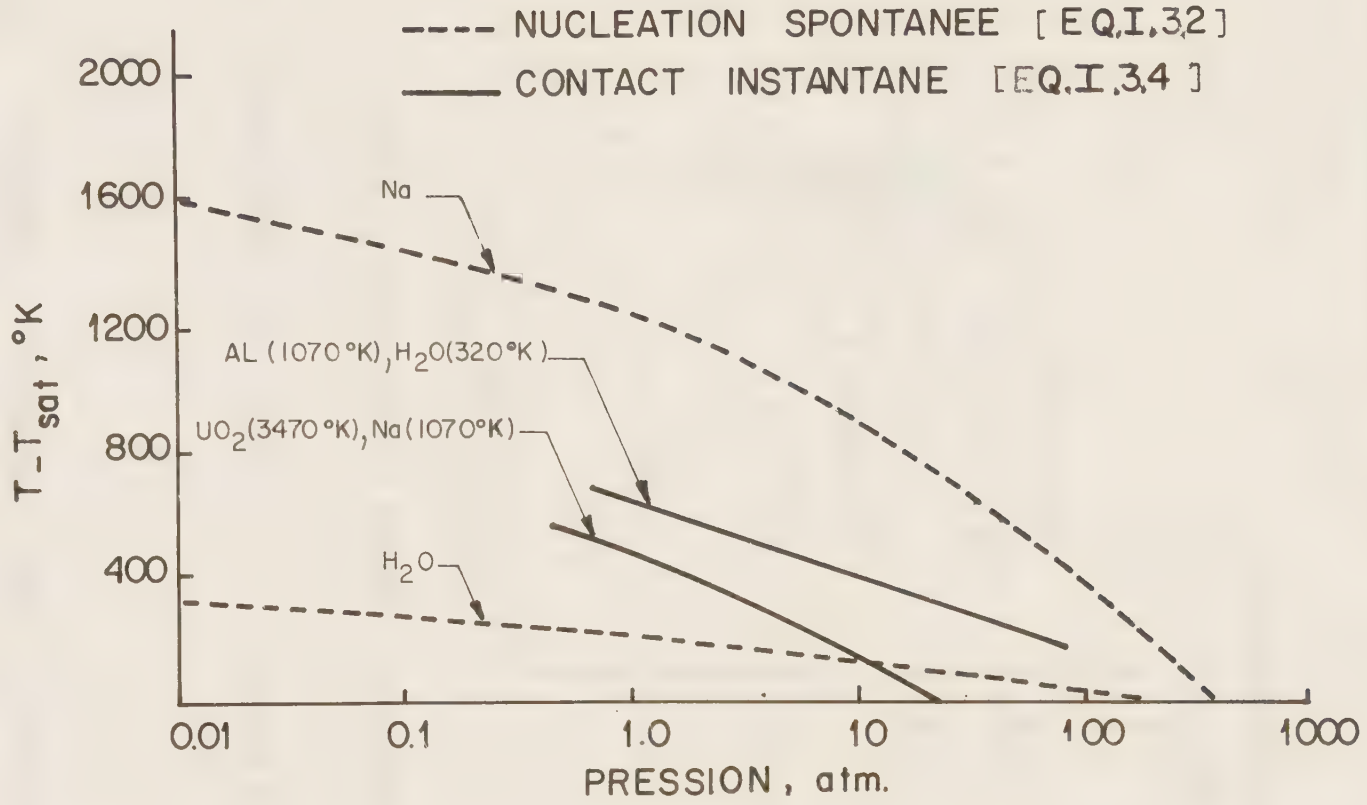


FIG I.2 COMPARAISON ENTRE LA TEMPERATURE DE NUCLEATION SPONTANEE ET CELLE DU CONTACT INSTANTANE POUR DEUX SYSTEMES DIFFERENTS [29]

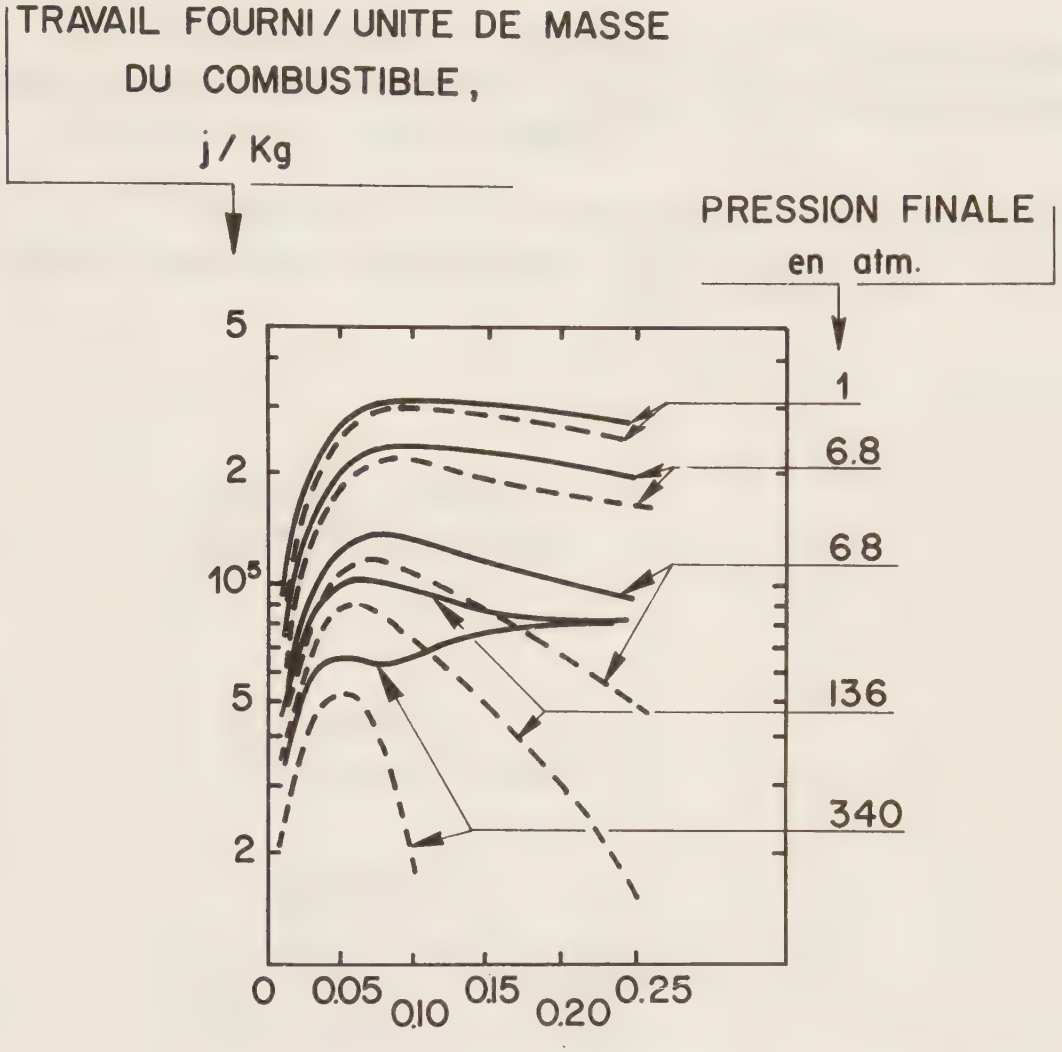


FIG.I 3 TRAVAIL FOURNI PAR L'INTERACTION UO_2/Na, EVALUE PAR JUDD ET COMPARE AVEC CELUI OBTENU PAR LA METHODE DE HICKS ET MENZIES

$$\tau_{ACOUSTIQUE} = \frac{2L}{C_o}$$

HYPOTHESE D'INERTIE

$\tau_{TRANSFERT\ DE\ CHALEUR} \gg \tau_{ACOUSTIQUE}$

Sodium liquide froid incompressible : $\frac{d^2H}{dt^2} = \frac{P(t) - Po}{\rho_o L}$ (lot de Newton)

HYPOTHESE ACOUSTIQUE

$\tau_{TRANSFERT\ DE\ CHALEUR} \ll \tau_{ACOUSTIQUE}$

Sodium liquide froid compressible $\frac{dH}{dt} = \frac{P(t) - Po}{\rho_o\ Co}$

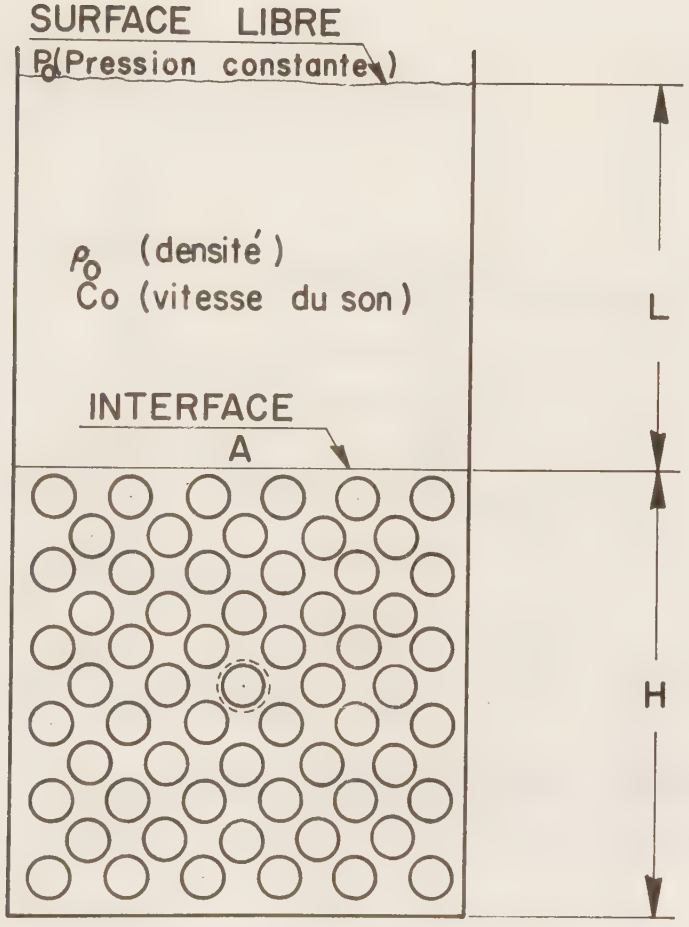


FIG. I.4 MODELE POUR L'EXPLOSION DE LA VAPEUR DU SODIUM (Par Padilla)

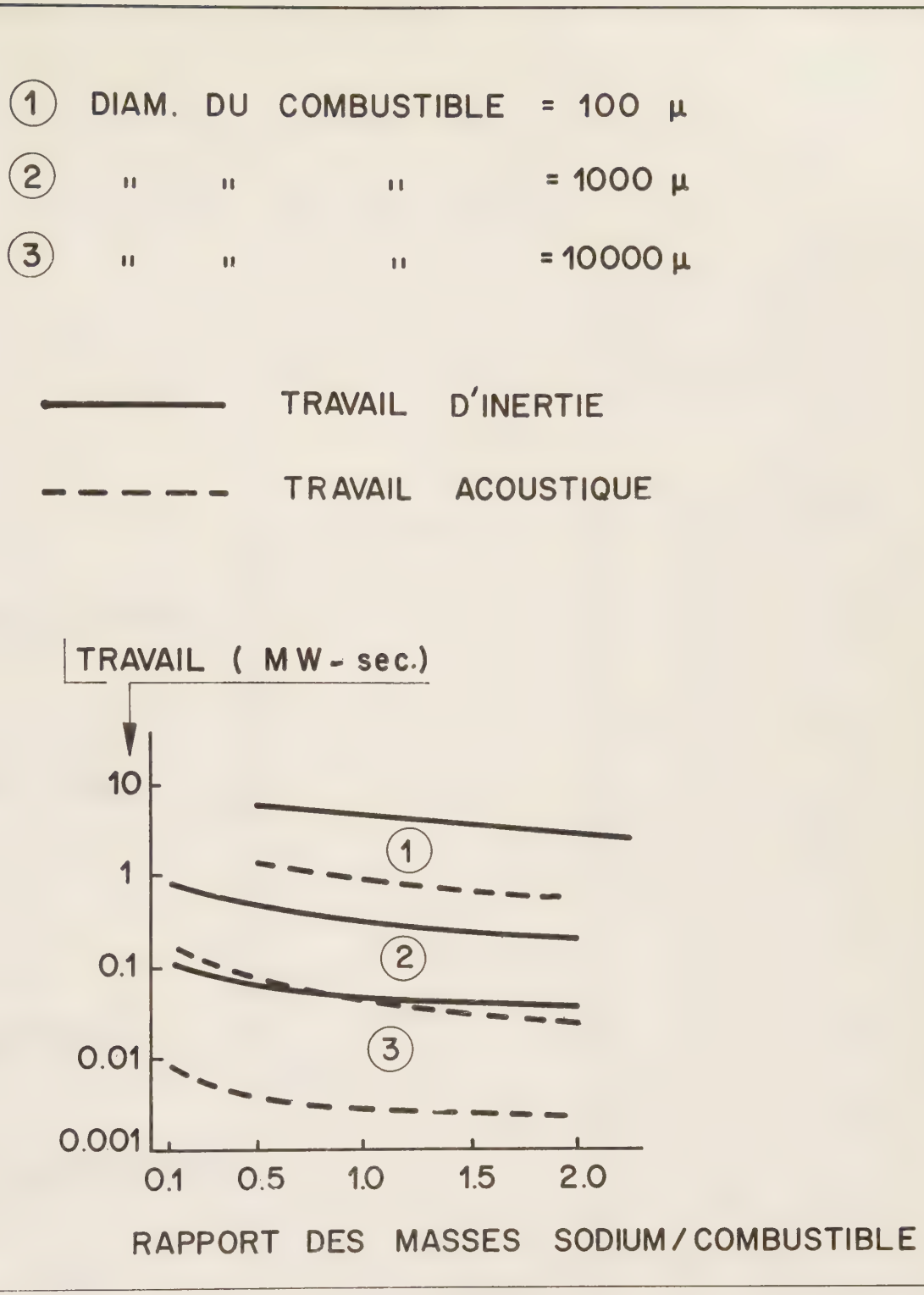


FIG.I 5

TRAVAIL MECANIQUE PRODUIT PAR L'EXPLOSION DE LA VAPEUR DU SODIUM

(Valeurs obtenues par Padilla)

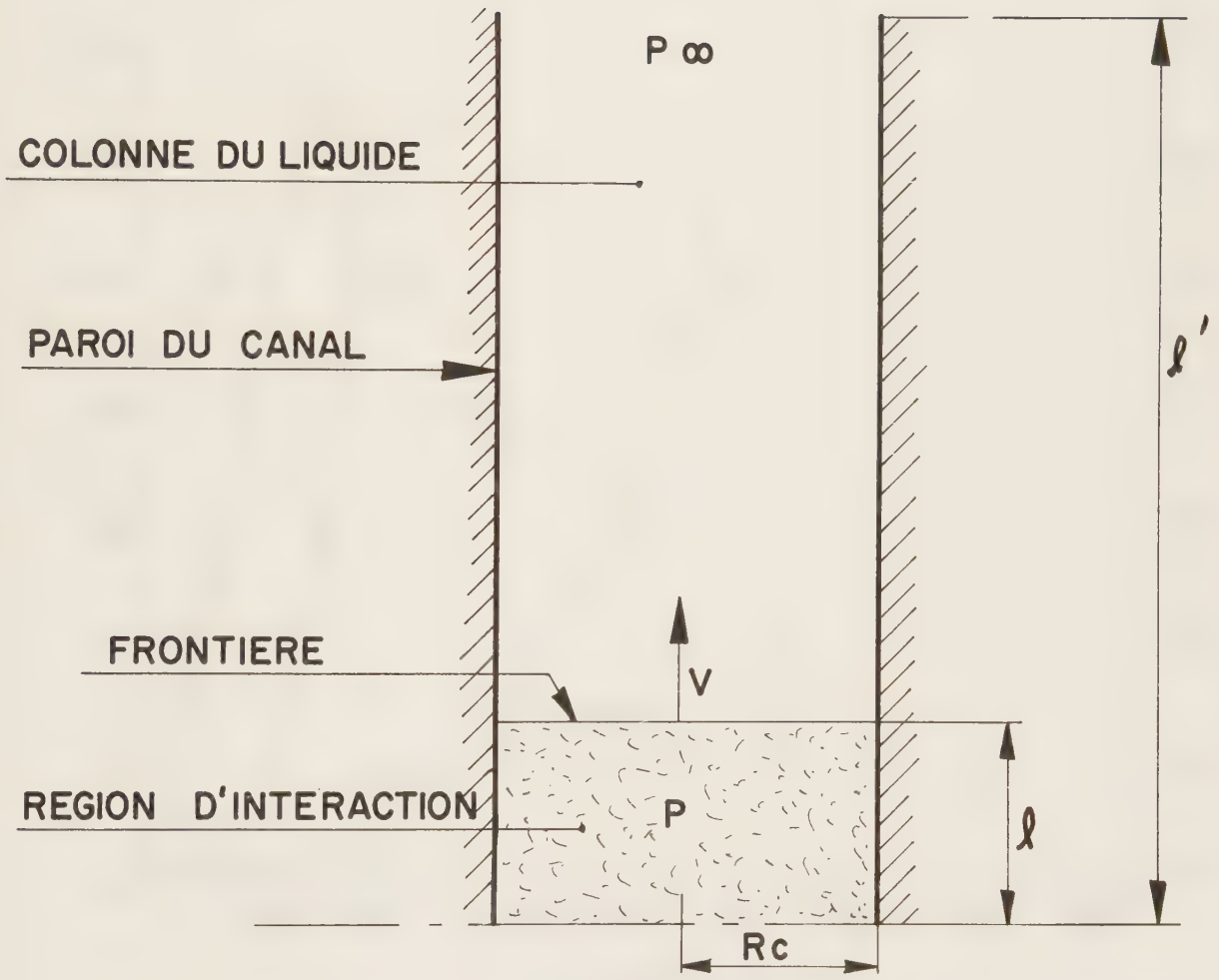


FIG. I .6

GEOMETRIE DU MODELE DE DUFFEY

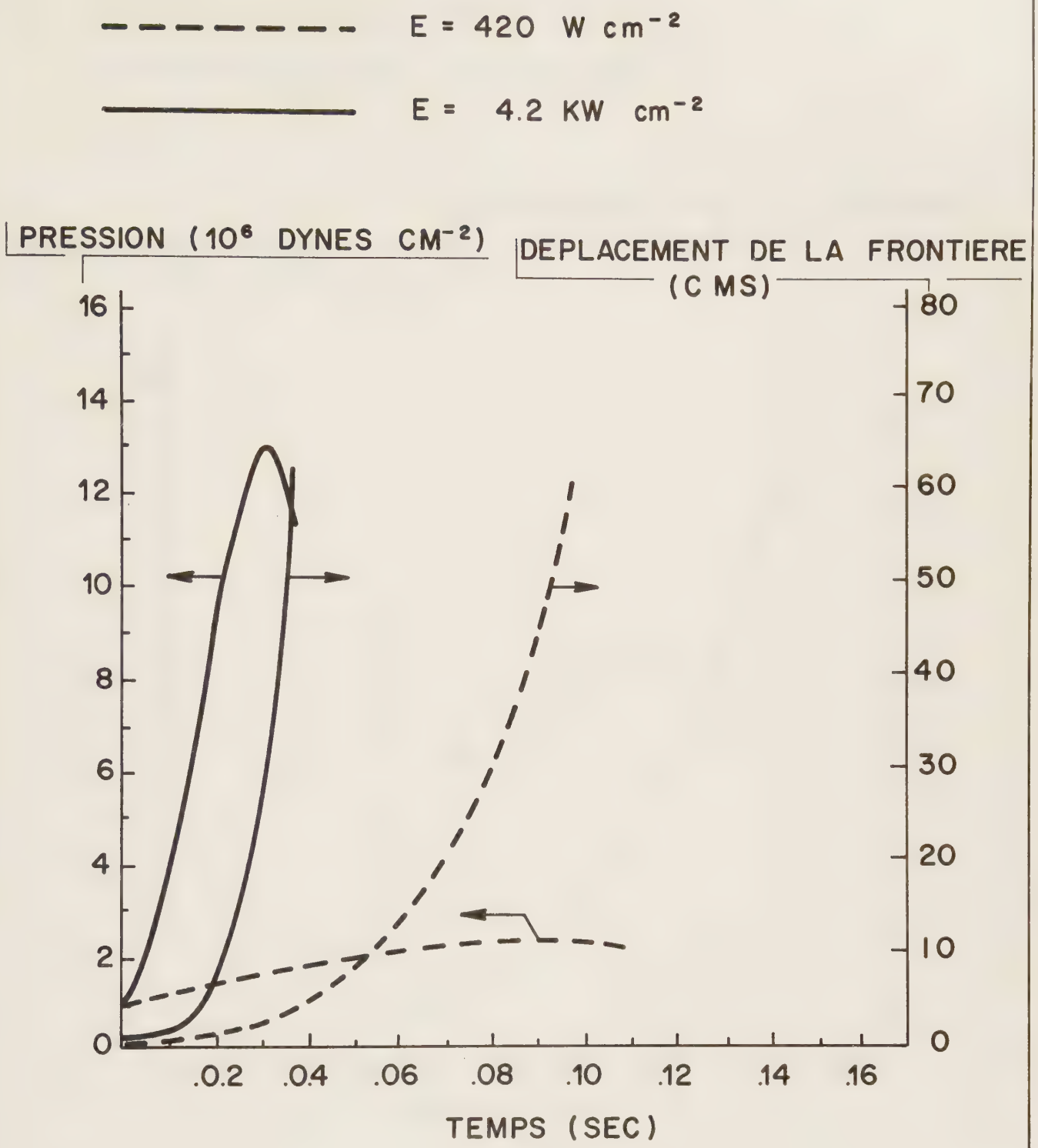


FIG I.7. RESOLUTION D'UN PROBLEME D'INTERACTION COMB. / REFR. PAR LE MODELE DE DUFFEY LE COMBUSTIBLE EST SUPPOSE RESTER INTACT LORS DE L'INTERACTION

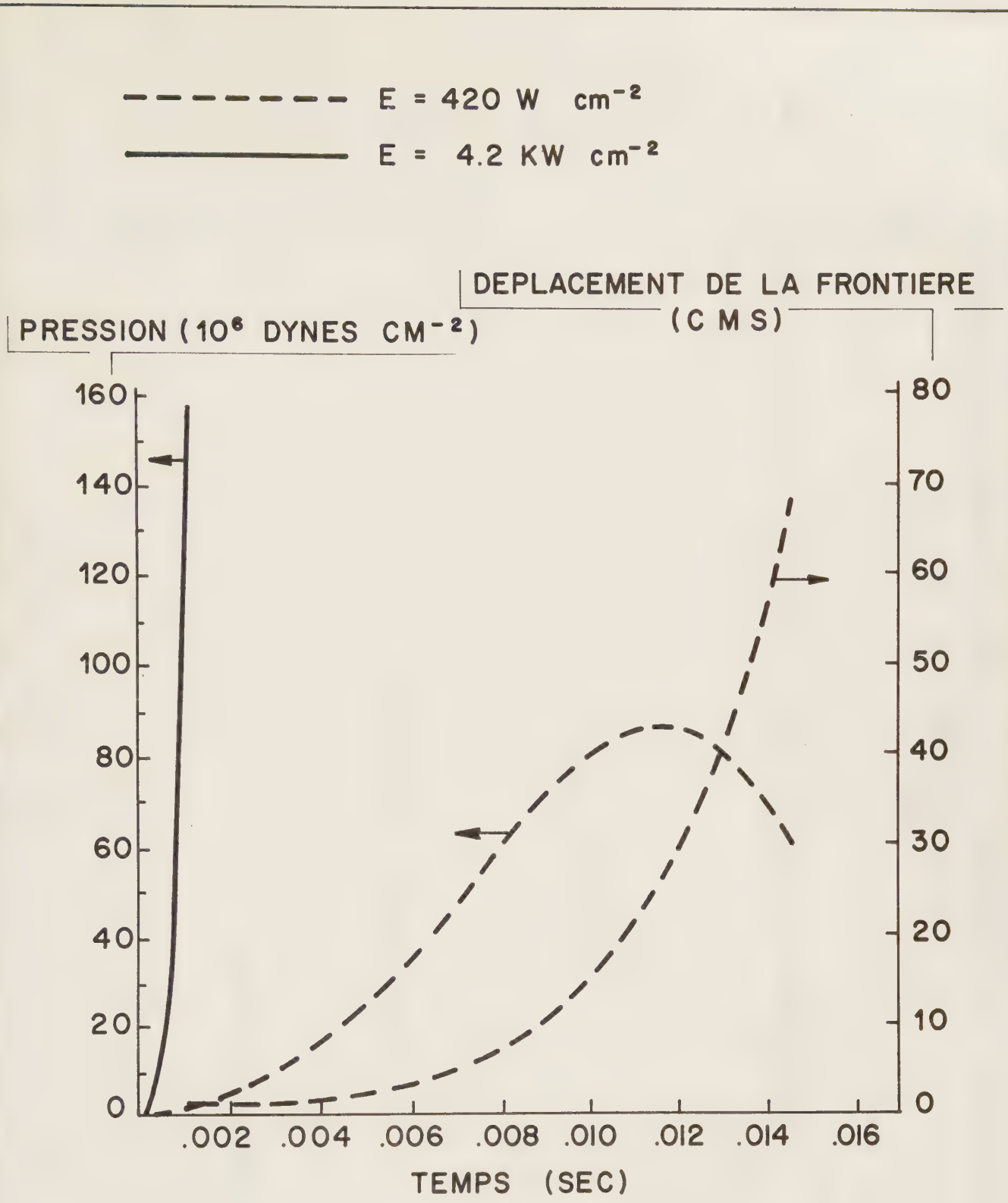
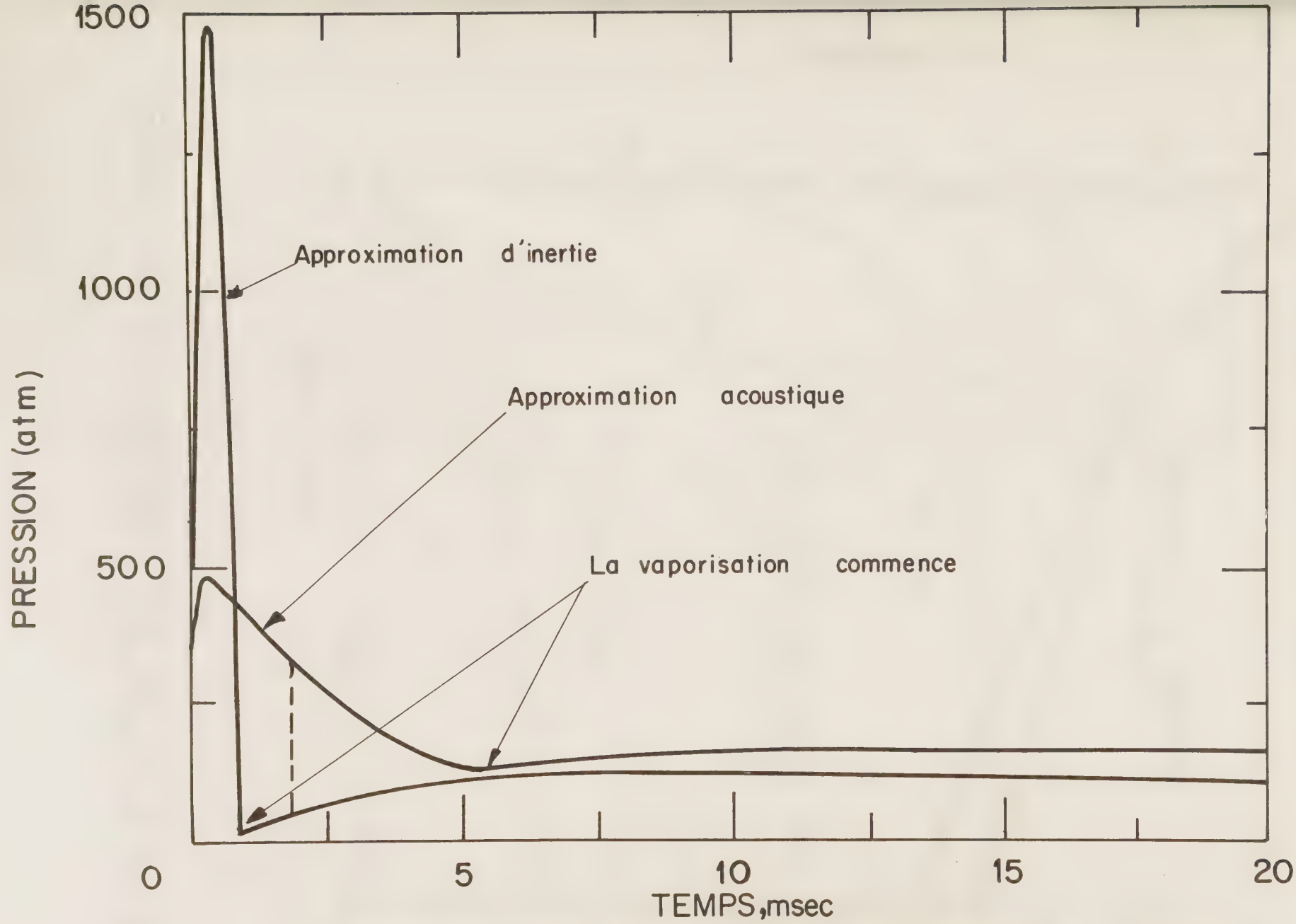


FIG.I.8 RESOLUTION D'UN PROBLEME D'INTERACTION COMBUSTIBLE REFR. PAR LE MODELE DE DUFFEY LE COMBUSTIBLE EST SUPPOSE SE DISPERSER LORS DE L'INTERACTION



Résolution du probleme F.F.T.F par le modele de CHO et A.L.

FIG.I.9 (TRANSFERT DE CHALEUR QUASI PERMANENT)

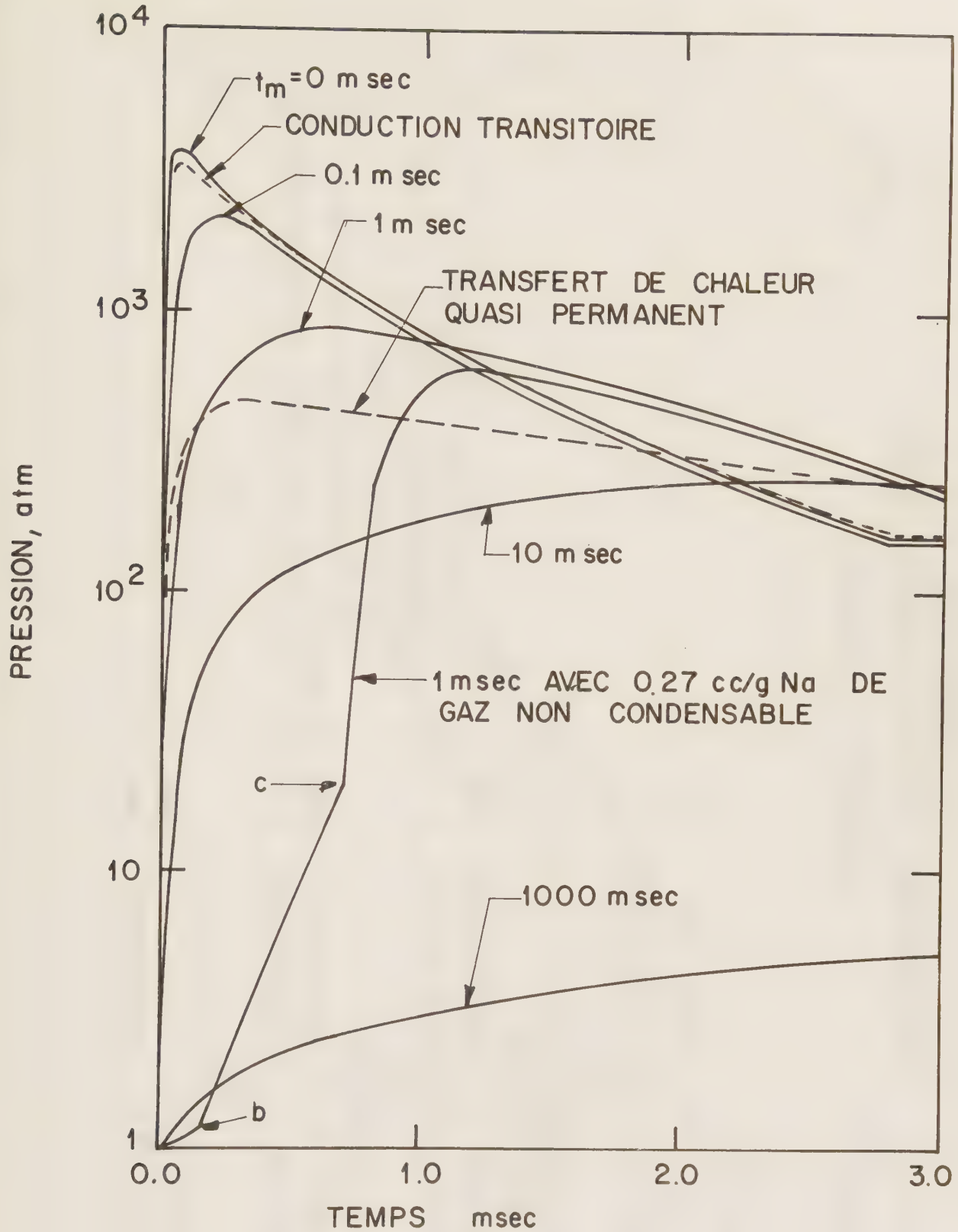
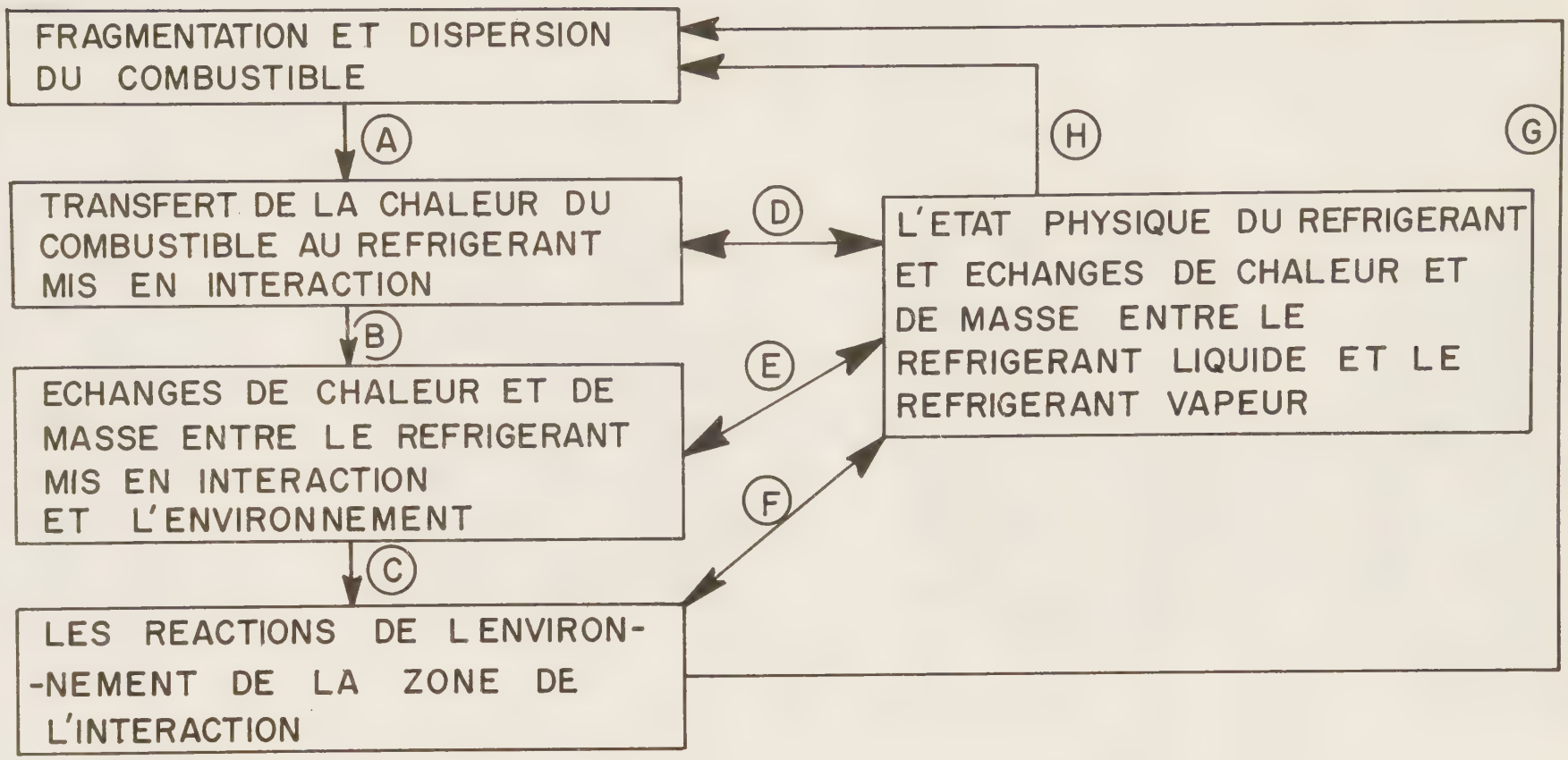


FIG. I.10

RESOLUTION DU PROBLEME F.F.T.F PAR LE MODELE DE CHO ET AL (APPROXIMATION ACOUSTIQUE)



CEA / CENG DTCE / STT	MODELE "CORFOU" MECANISMES ELEMENTAIRES D'UNE INTERACTION	FIG II 1

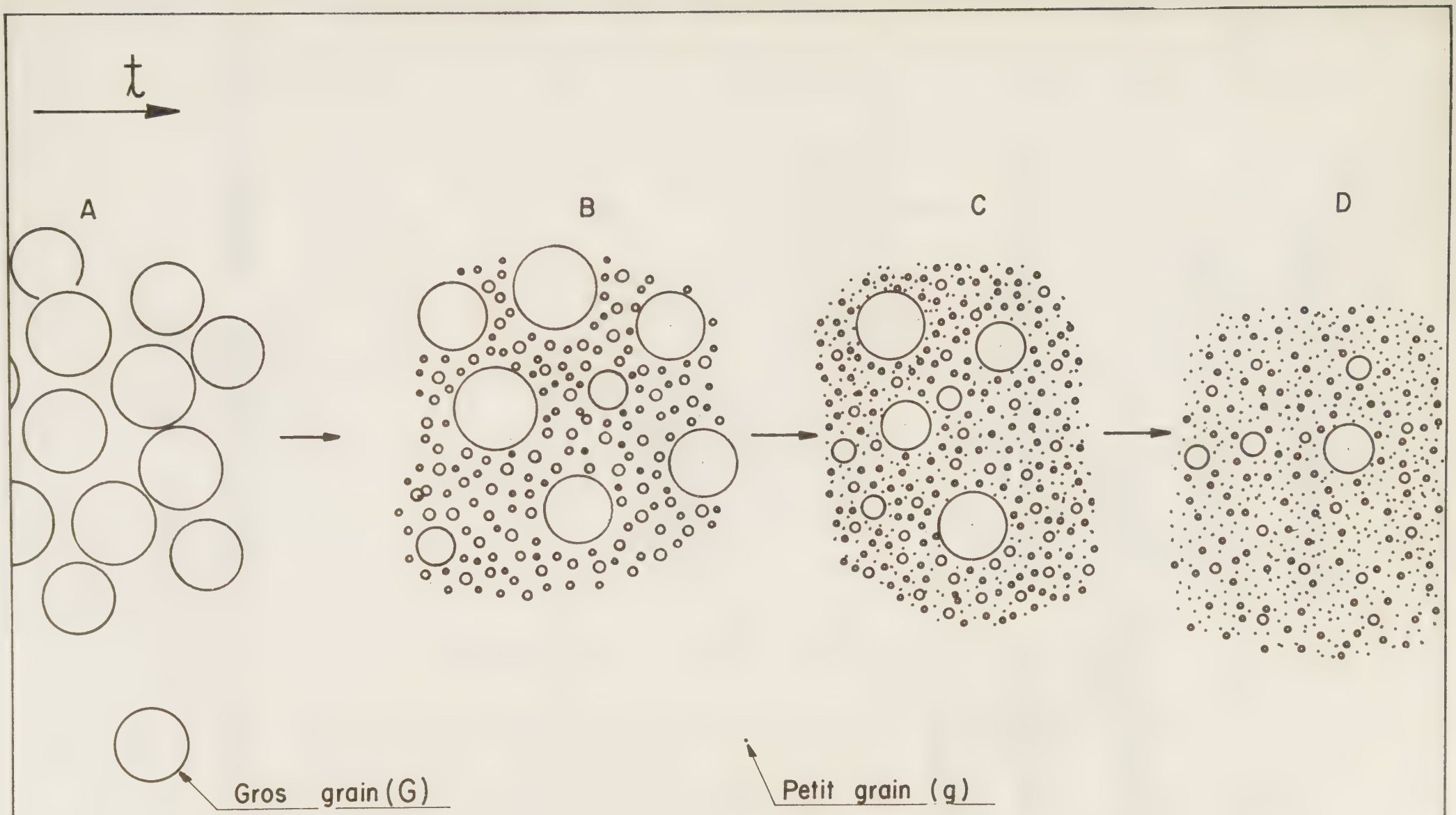


FIG II 2 LES DIFFERENTES PHASES DE FRAGMENTATION DU COMBUSTIBLE

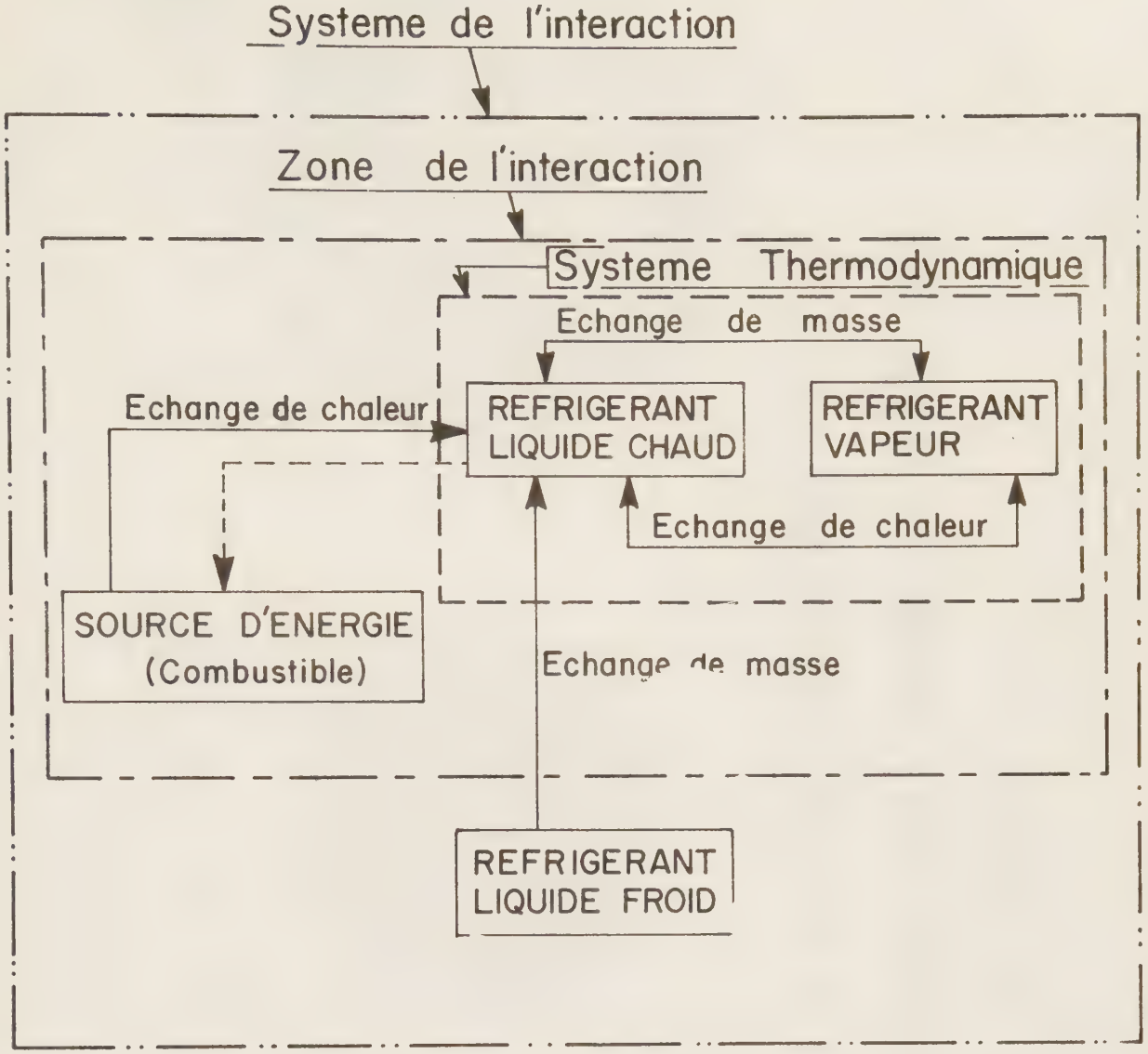
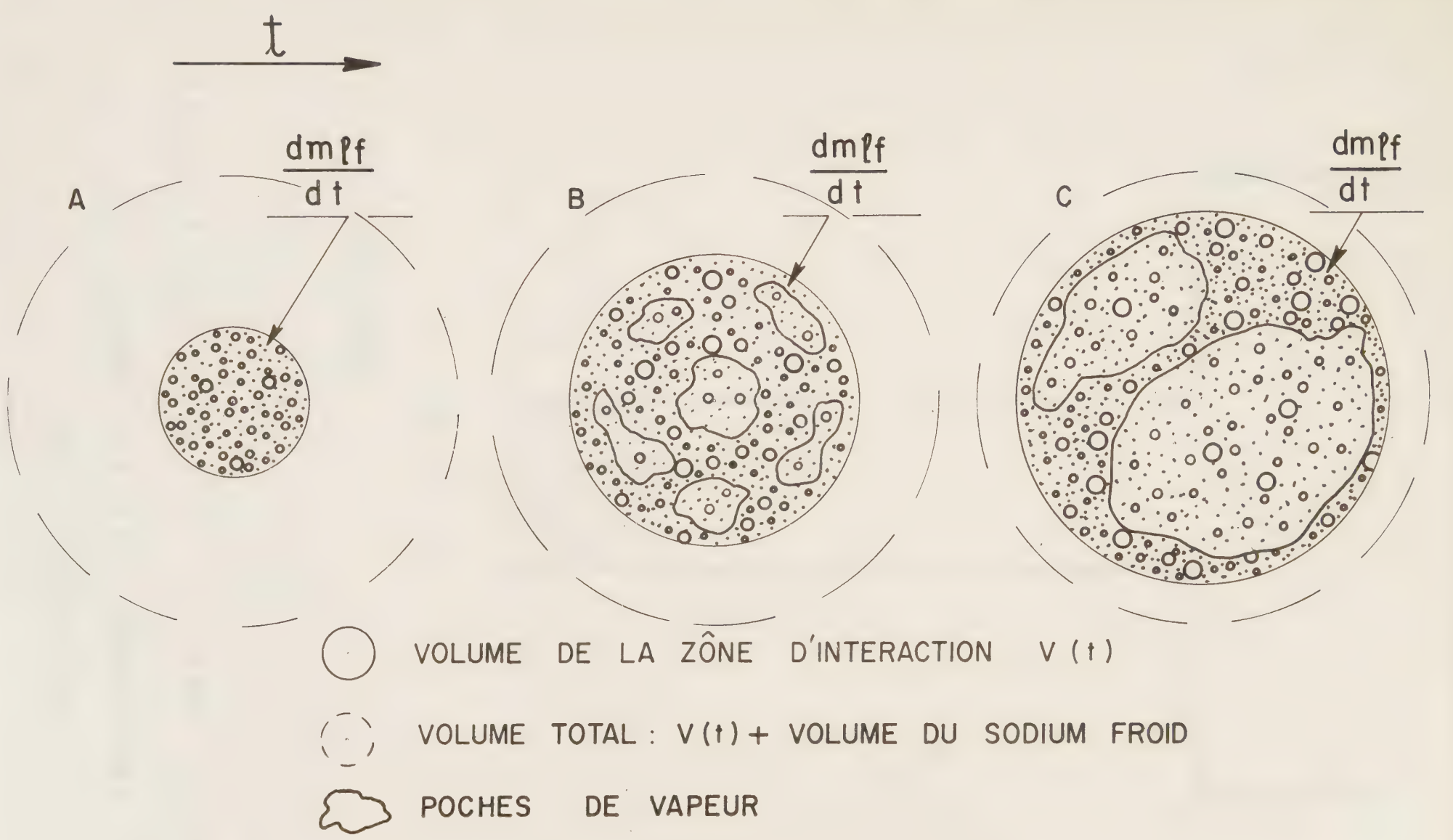
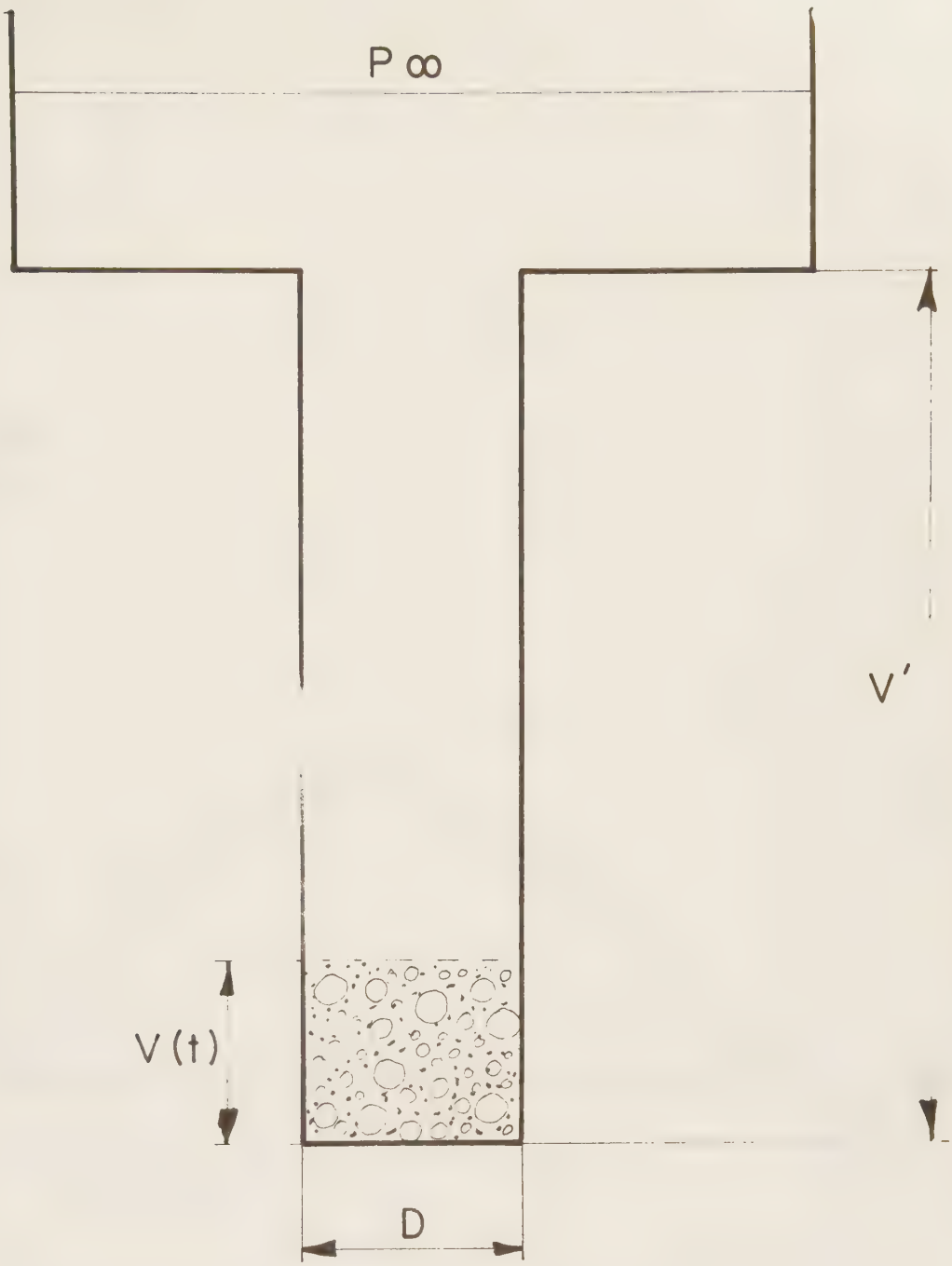


FIG.II 3 SCHEMA DES ECOULEMENTS DE CHALEUR ET DE MASSE



FIGII4. LES PHASES DE L'EXPANSION DU VOLUME DE L'INTERACTION V(t)



V, V' VOLUMES

FIG.II.5 LA GEOMETRIE DU SYSTEME CONTENANT LE SODIUM ET LE COMBUSTIBLE MIS EN INTERACTION

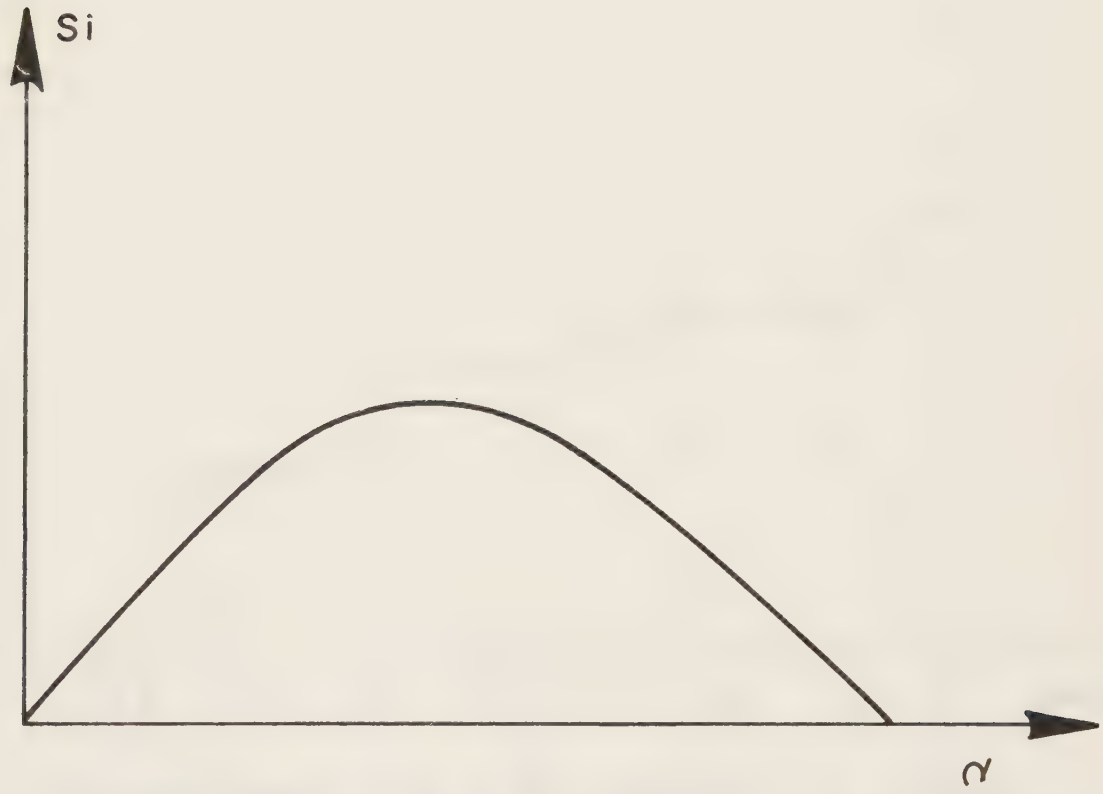
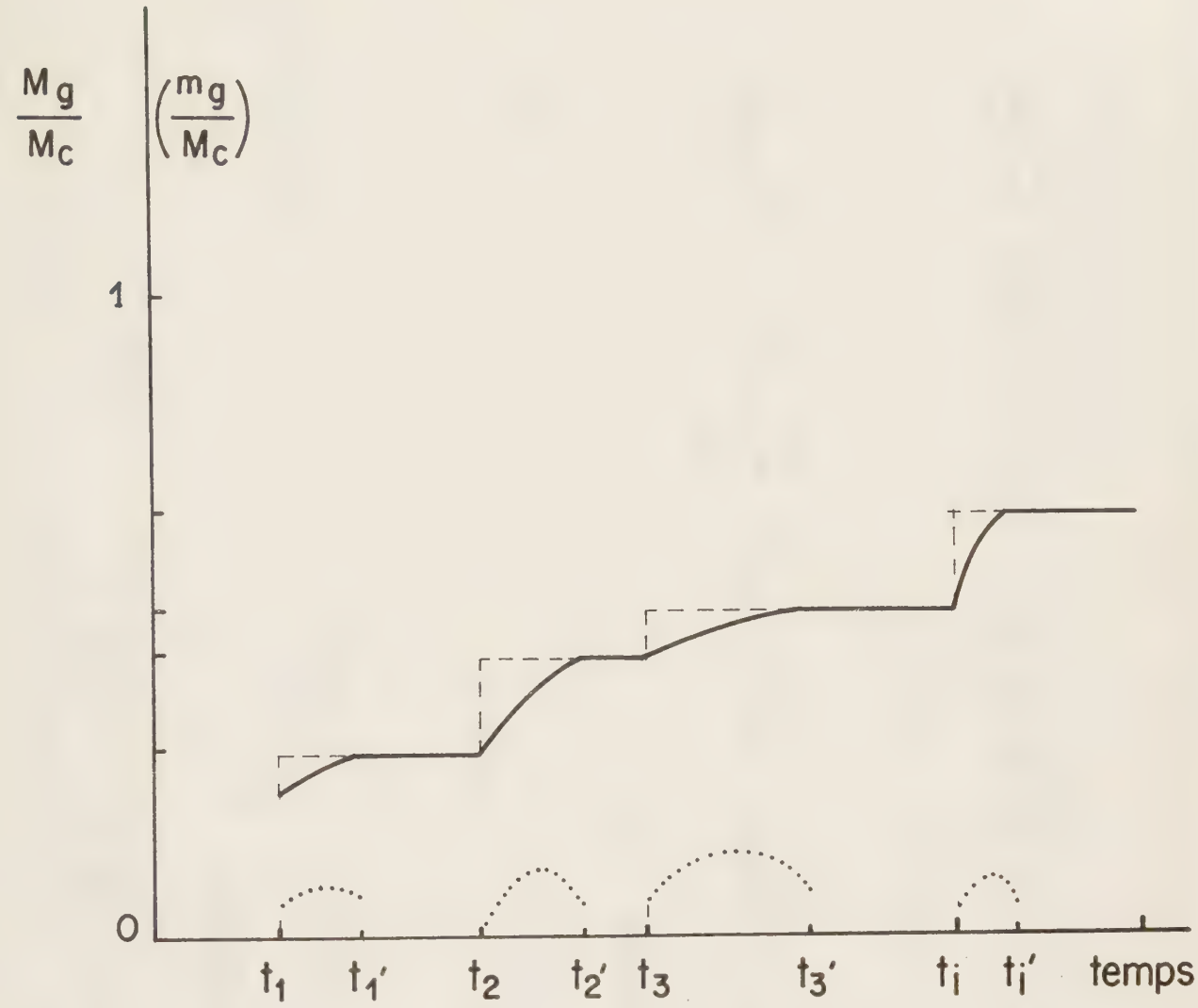


FIG II 6 ALLURE DE LA FONCTION Si
EXPRIMANT L'AIRE DE L'INTERFACE
LIQUIDE - VAPEUR

RAPPORT DE MASSE



..... POURCENTAGE DE g QUI NAISSENT A CHAQUE INSTANT t : $\frac{m_g}{M_c}$

——— POURCENTAGE CUMULE DE g $\frac{M_g}{M_c} = \int_0^t \frac{m_g}{M_c}\, dt$ à t

— — — — APPROXIMATION : FORMATION INSTANTANNEE DE CHAQUE FAMILLE i ($t_i' - t_i = 0$)

$$\frac{M_g}{M_c} = \frac{1}{M_c} \sum_{i=1}^{n(t)} m_g^i \quad \text{à } t$$

FIG.II.7 MODELE DE FRAGMENTATION

SOURCE DE CHALEUR: $S(t) = \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{g,t} + \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{G,t}$ (F. 8.1)

TERME DÛ AUX PETITS GRAINS g :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{g,t} = \frac{3p(t)}{\rho_c r_o} \int_o^t m_g(t') f(t-t',r)\, dt' \qquad (F.\ 8.2)$$

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{g,t} = \frac{3p(t)}{\rho_c r_o} \sum_{i=1}^{n(t)} m_g^i f(t-t_i,r) \qquad (F.\ 8.3)$$

TERME DU AUX GROS GRAINS G :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_G = \frac{3m_G(t)}{\rho_c R} f(t,R) \quad (F.8.4) \quad \text{AVEC} \quad m_G(t) = M_c - \sum_{i=1}^{n(t)} m_g^i. \qquad (F.\ 8.5)$$

FIG.II 8 LES LOIS DE LA SOURCE DE CHALEUR

TRANSFERT DE LA CHALEUR DES GROS GRAINS AU SODIUM

$$\frac{dT_G}{dt} = \sigma_G (1-\alpha)(T_G - T_\ell) + \frac{\mathcal{F}(t)}{Cc} \qquad (F.9.1)$$

TRANSFERT DE LA CHALEUR DES PETITS GRAINS DE LA FAMILLE i, AU SODIUM

$$\frac{dT_g^i}{dt} = \sigma_g (1-\alpha)(T_g^i - T_\ell) + \frac{\mathcal{F}(t)}{Cc} \qquad (F.9.2)$$

ECHANGE DE CHALEUR ENTRE LE SODIUM LIQUIDE ET LE SODIUM VAPEUR

$$\alpha (V-V_C)\frac{d\rho_V}{dP}\frac{dP}{dt} + \rho_V \alpha \frac{dV}{dt} - \rho_V (V-V_C)\frac{d\alpha}{dt} = J(1-\alpha)(V-V_C)\alpha \frac{h_\ell - h_{\ell s}}{h_s - h_{\ell s}} \qquad (F.9.3)$$

$$\sigma_G = -\frac{3h_G}{\rho_C C_C R_o} \qquad (F.9.4) \qquad h_G = \frac{\lambda c}{R_o} \qquad (F.9.6)$$

$$\sigma_G = -\frac{3h_G}{\rho_C C_C r_o} \qquad (F.9.5) \qquad h_G = \frac{\lambda c}{r_o} \qquad (F.9.7)$$

FIG.II 9 EQUATIONS DU TRANSFERT DE L'ENERGIE

BILAN DE MASSE

$$\left[\frac{\rho_\ell(1-\alpha)+\rho_v\alpha}{V-V_c}-\frac{k_2\rho_{\ell f}}{V+k_2(V-V_c)}\right]\frac{dV}{dt}+(\rho_v-\rho_\ell)\frac{d\alpha}{dt}+(1-\alpha)\frac{d\rho_\ell}{dt}+\alpha\frac{d\rho_v}{dP}\frac{dP}{dt}=$$

$$\frac{\rho_{\ell f}\,Vk_1\,A\sqrt{\frac{a_{\ell f}}{t}}}{[V+k_2(V-V_c)](V-V_c)} \qquad (F\,10.1)$$

BILAN DE L'ENERGIE

$$\frac{\mathcal{F}}{V-V_c}\left(m_G+\sum_{i=1}^{n}m_g^i\right)-\frac{C_c}{(V-V_c)}\left[m_G\frac{dTG}{dt}+\sum_{i=1}^{n}m_g^i\frac{dTg^i}{dt}\right]=\left[\rho_\ell(1-\alpha)h_\ell+\rho_v\alpha h_v\right]\frac{dV}{dt}+$$

$$\left[\rho_v h_v(V-V_c)-\rho_\ell h_\ell(V-V_c)\right]\frac{d\alpha}{dt}+\rho_\ell(1-\alpha)(V-V_c)\frac{dh_\ell}{dt}+(1-\alpha)(V-V_c)h_\ell\frac{d\rho_\ell}{dt}+$$

$$\left[\rho_v\alpha(V-V_c)\frac{dh_v}{dP}-\alpha(V-V_c)h_v\frac{d\rho_v}{dP}-(V-V_c)\right]\frac{dP}{dt} \qquad (F\,10.2)$$

BILAN DE FORCES

$$\left[\frac{d^2V}{dt^2}-\left(\frac{d^2V}{dt^2}\right)_{\ell f}\right]=\frac{(P(t)-P\infty)A^2}{\rho_{\ell f}(V'-V)}-\frac{\Lambda}{A}\left[\frac{dV}{dt}-\left(\frac{dV}{dt}\right)_{\ell f}\right]^2-gA \qquad (F10.3)$$

FIG. II.10 LES EQUATIONS DE BILAN

$$\frac{1}{\rho_l}\frac{d\rho_l}{dt} = \beta_T \frac{dP}{dt} - \alpha_p \frac{dT_l}{dt} \qquad (F\ 11.1)$$

$$\rho_l \frac{dh_l}{dt} = \rho_l C_p \frac{dT_l}{dt} + (1 - T_l \alpha_p) \frac{dP}{dt} \qquad (F\ 11.2)$$

COEFFICIENT D'EXPANSION THERMIQUE : $\alpha_p = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$ (F11.3)

COEFFICIENT DE COMPRESSIBILITE ISOTHERMIQUE : $\beta_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$ (F11.4)

FIGII.11. EQUATIONS D'ETAT DU REFRIGERANT LIQUIDE CHAUD

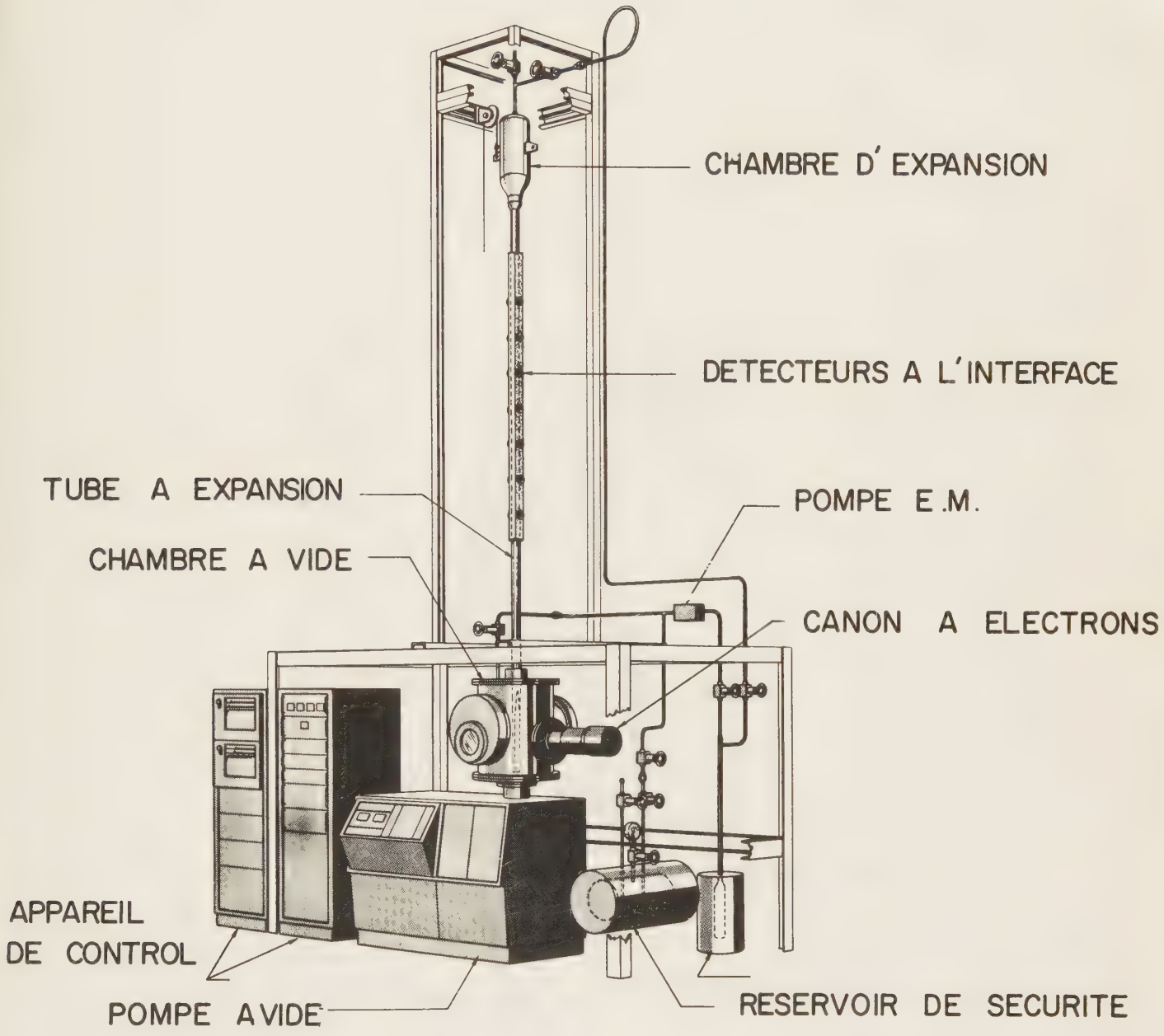


FIG III .1 LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DE LA CROISSANCE DE LA VAPEUR DE SODIUM [48]

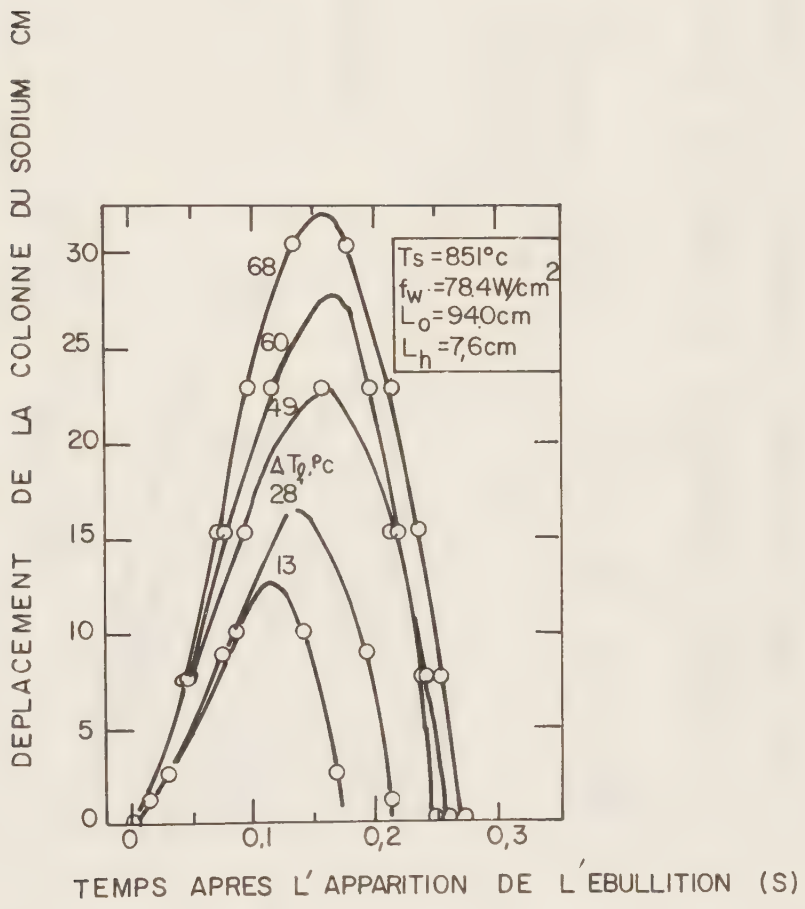
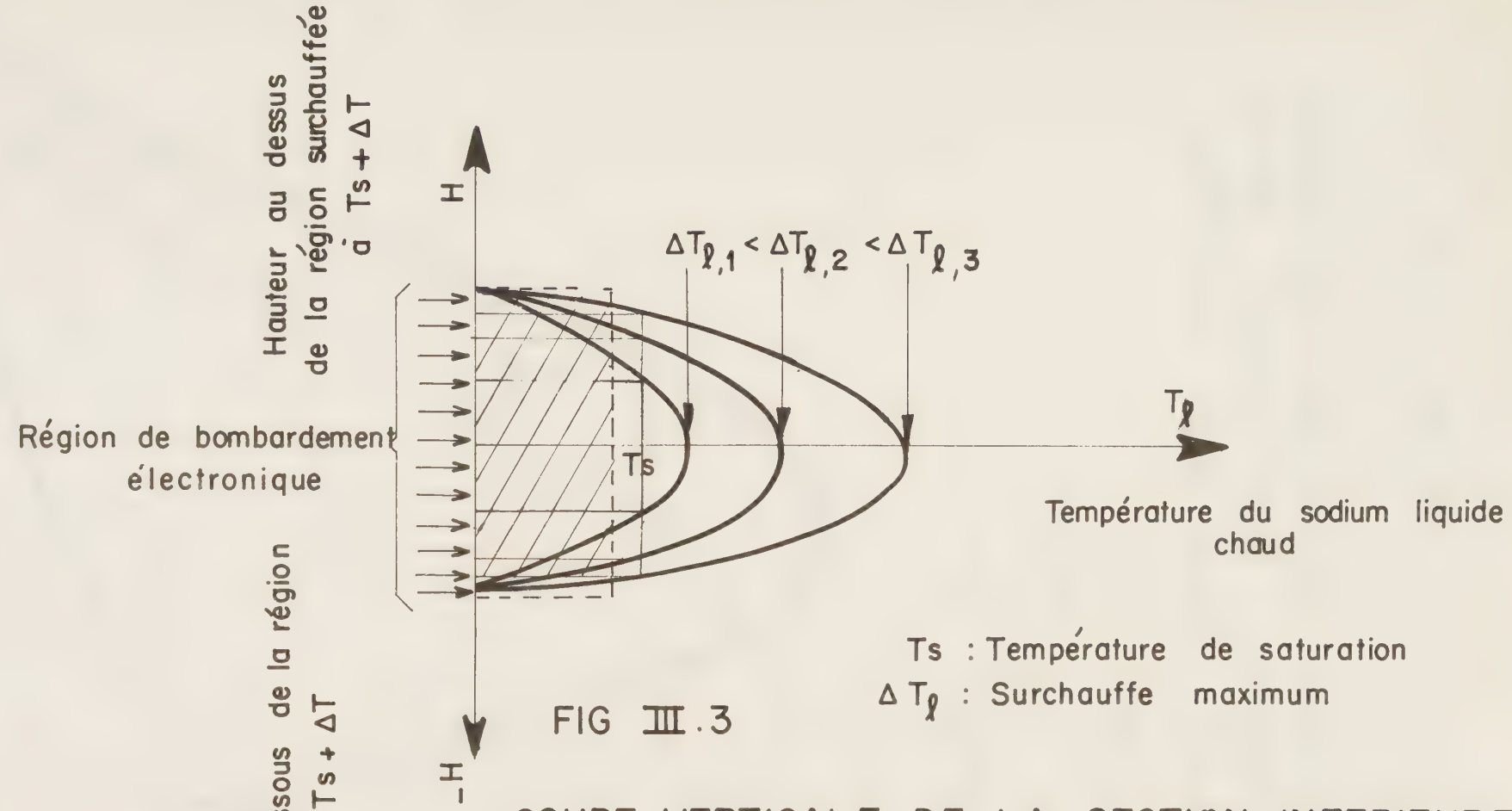


FIG III.2

DEPLACEMENT TRANSITOIRE DE LA COLONNE DE LIQUIDE FROID EN RAISON DE LA DETENTE DU SODIUM SURCHAUFFE [48]



Ts : Température de saturation

ΔT_ℓ : Surchauffe maximum

FIG III.3

COUPE VERTICALE DE LA SECTION INFERIEURE DU TUBE (Section d'essais) ET PROFILS DES TEMPERATURES Y ETABLIES POUR TROIS CAS CORRESPONDANT A TROIS SURCHAUFFES DIFFERENTES

FIG III 4

RESULTATS DES CALCULS EFFECTUES AVEC LE CODE "CORFOU" POUR L'INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE DE R. SINGER ET R. HOLTZ [48]

$\Delta T_1 = 49°c$
$K_1 = 1$
$K_2 = 0,1$
$Vo = 18,24\ cm^3$

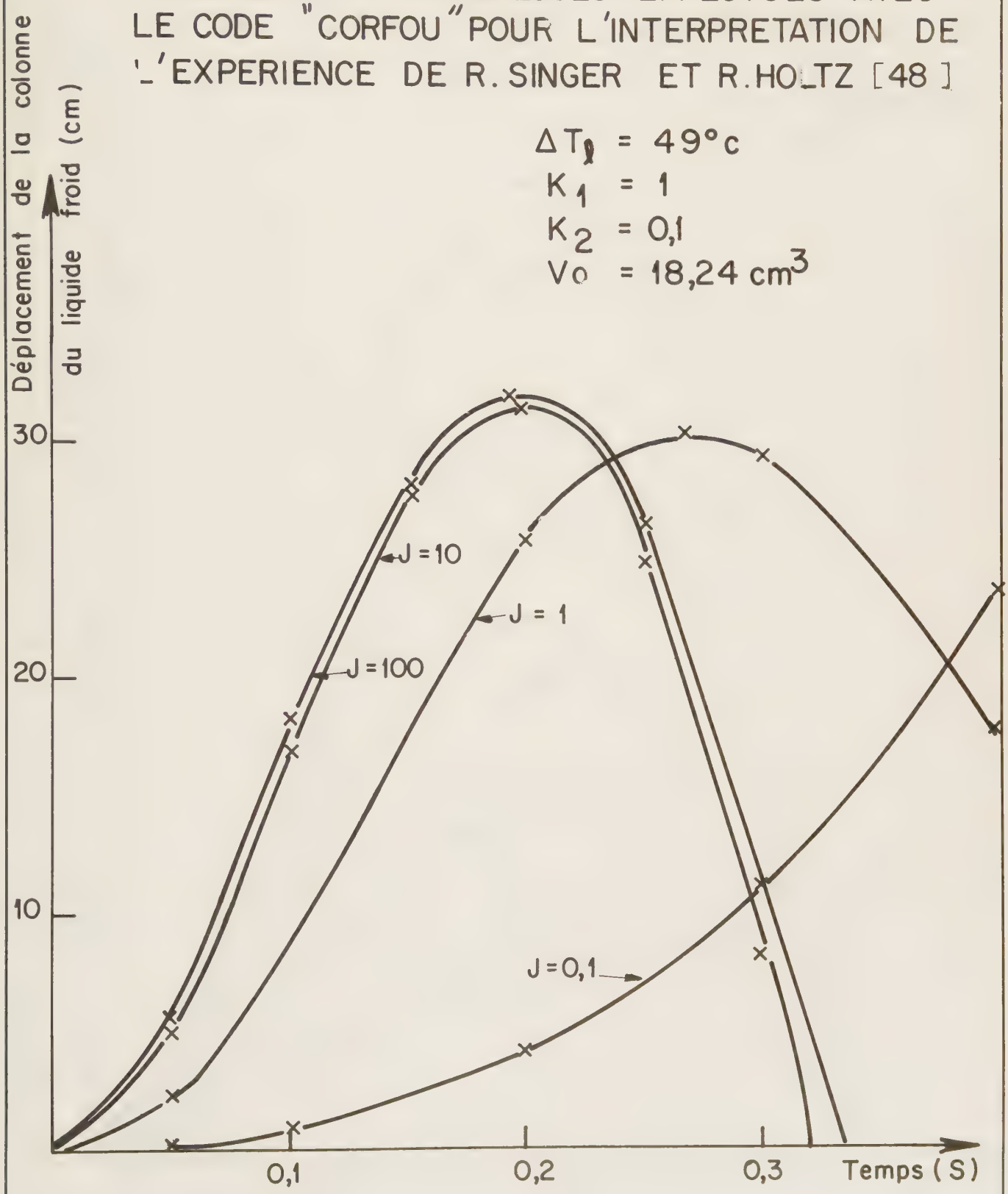


FIG III 5

RESULTATS DES CALCULS EFFECTUES AVEC LE CODE "CORFOU" POUR L'INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE DE R.SINGER ET R.HOLTZ [48]

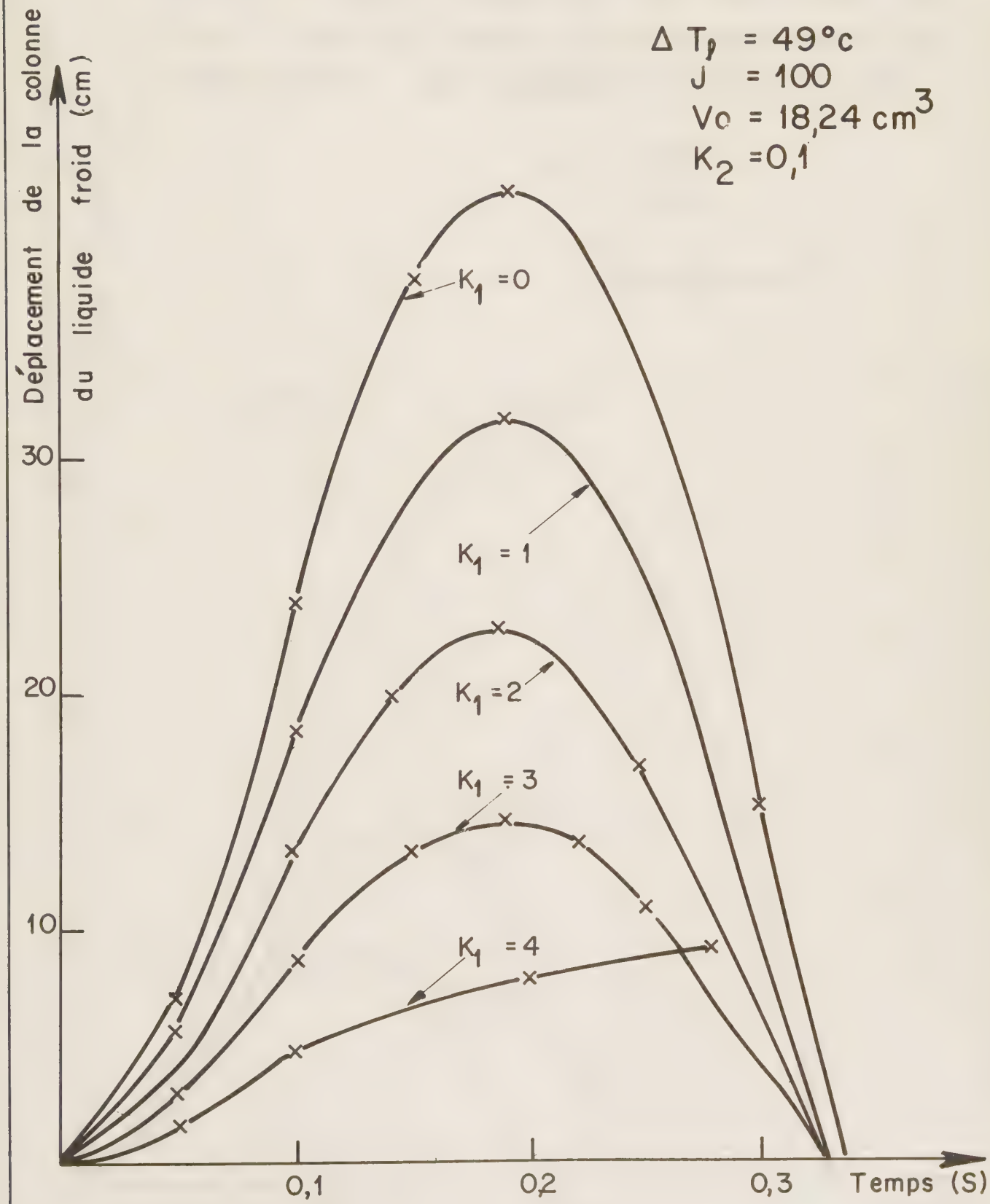
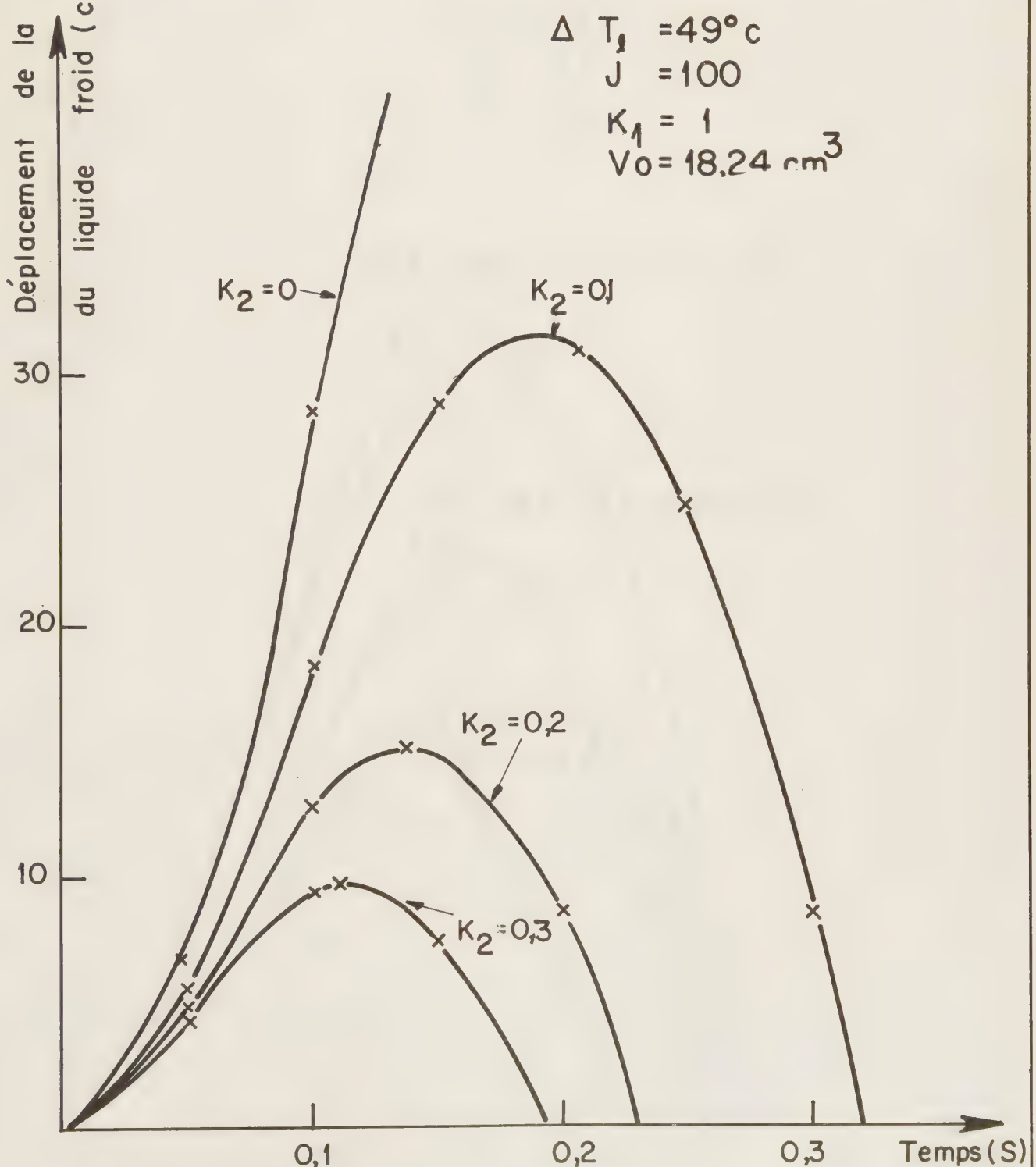


FIG III 6

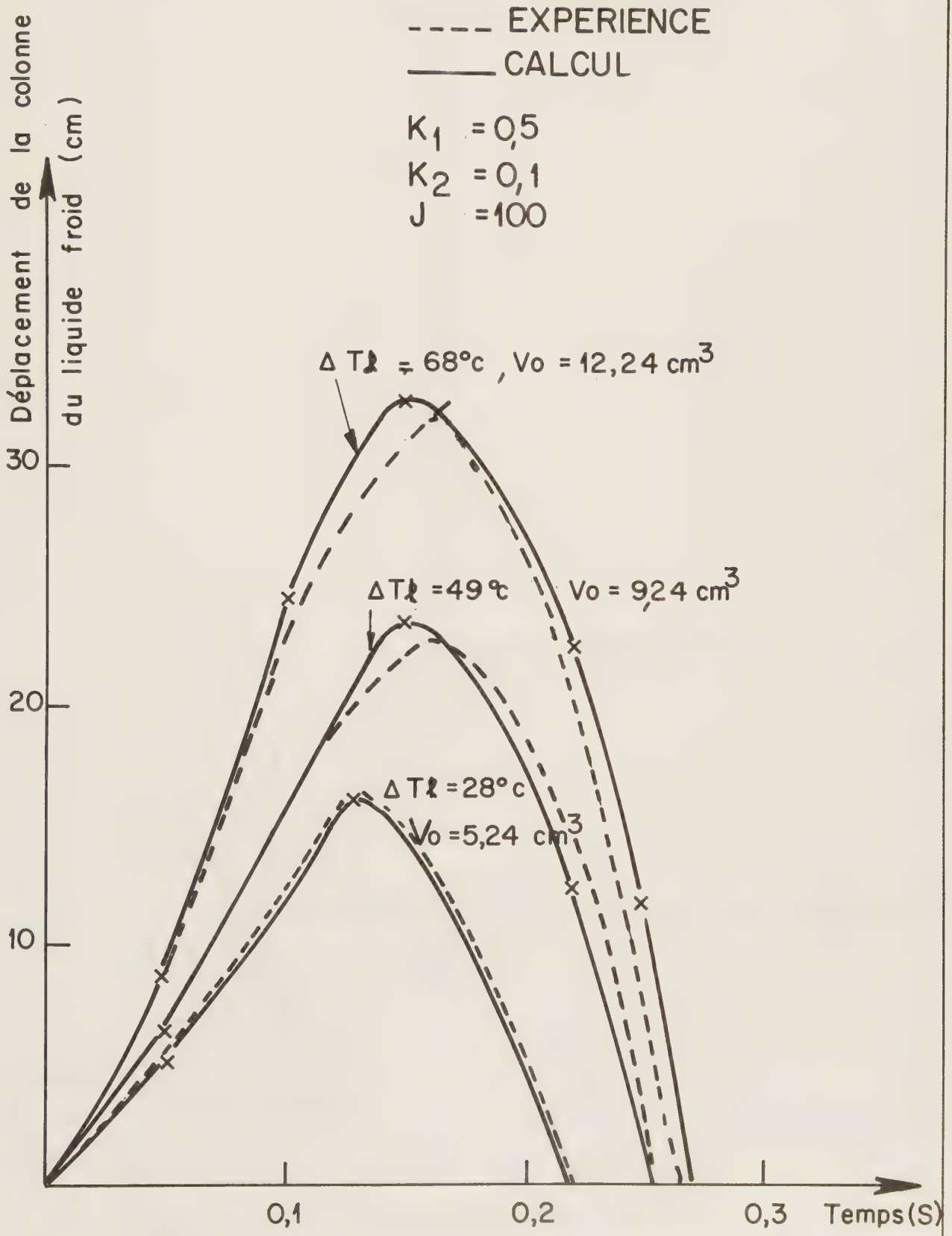
RESULTATS DES CALCULS EFFECTUES AVEC LE CODE "CORFOU" POUR L'INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE DE R. SINGER ET R. HOLTZ [48]

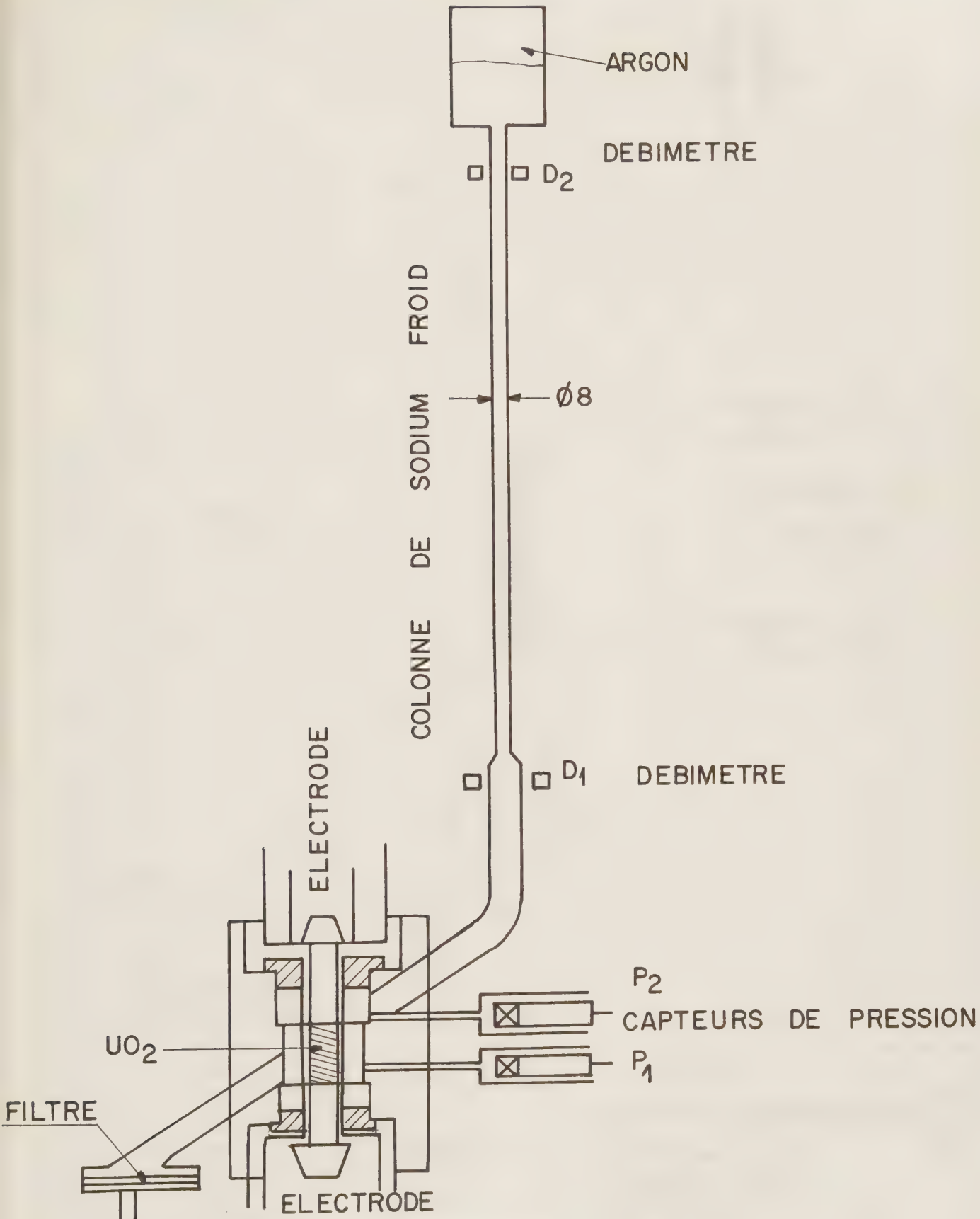


$\Delta T_1 = 49°c$
$J = 100$
$K_1 = 1$
$V_0 = 18,24\ cm^3$

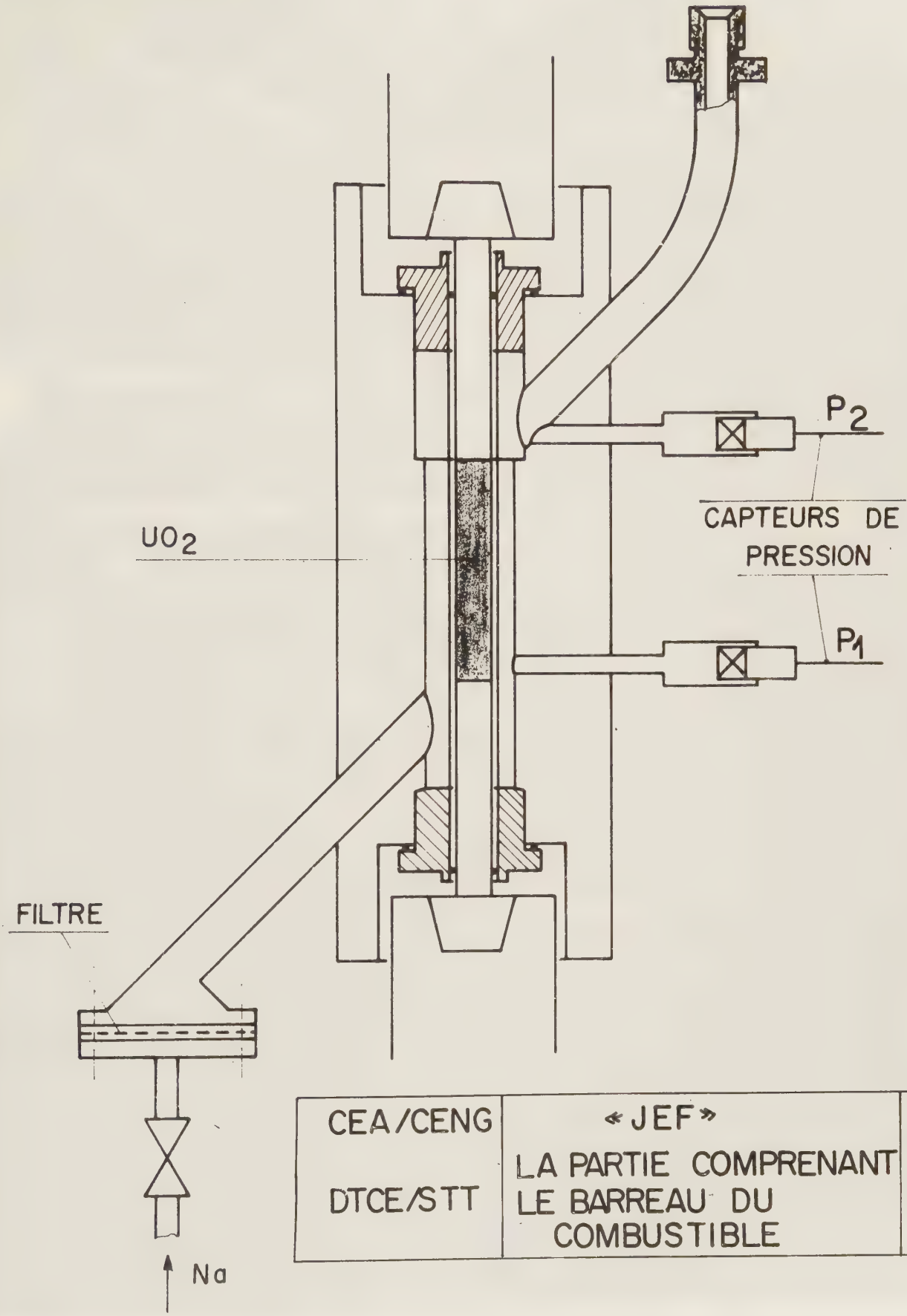
FIG III 7

RESULTATS DES CALCULS EFFECTUES AVEC LE CODE "CORFOU" POUR L'INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE DE R. SINGER ET R. HOLTZ [48]

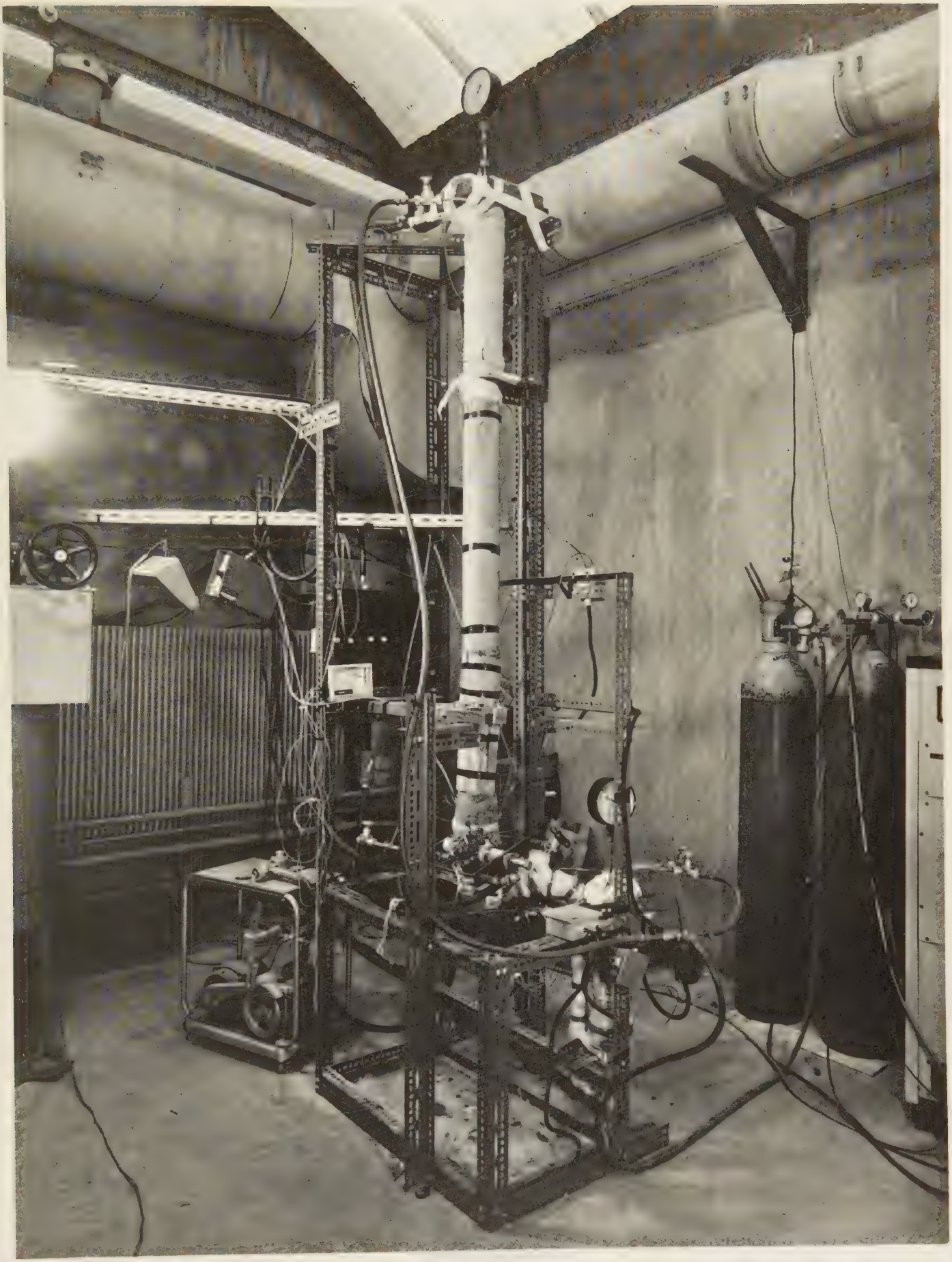




CEA/CENG DTCE/STT	SHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL «JEF»	FIG. III.8

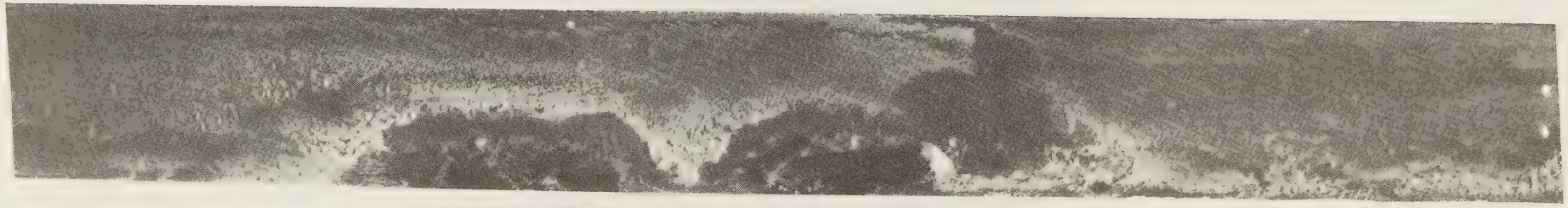


CEA/CENG DTCE/STT	« JEF » LA PARTIE COMPRENANT LE BARREAU DU COMBUSTIBLE	FIG III 9



CEA /CENG / DTCE/STT

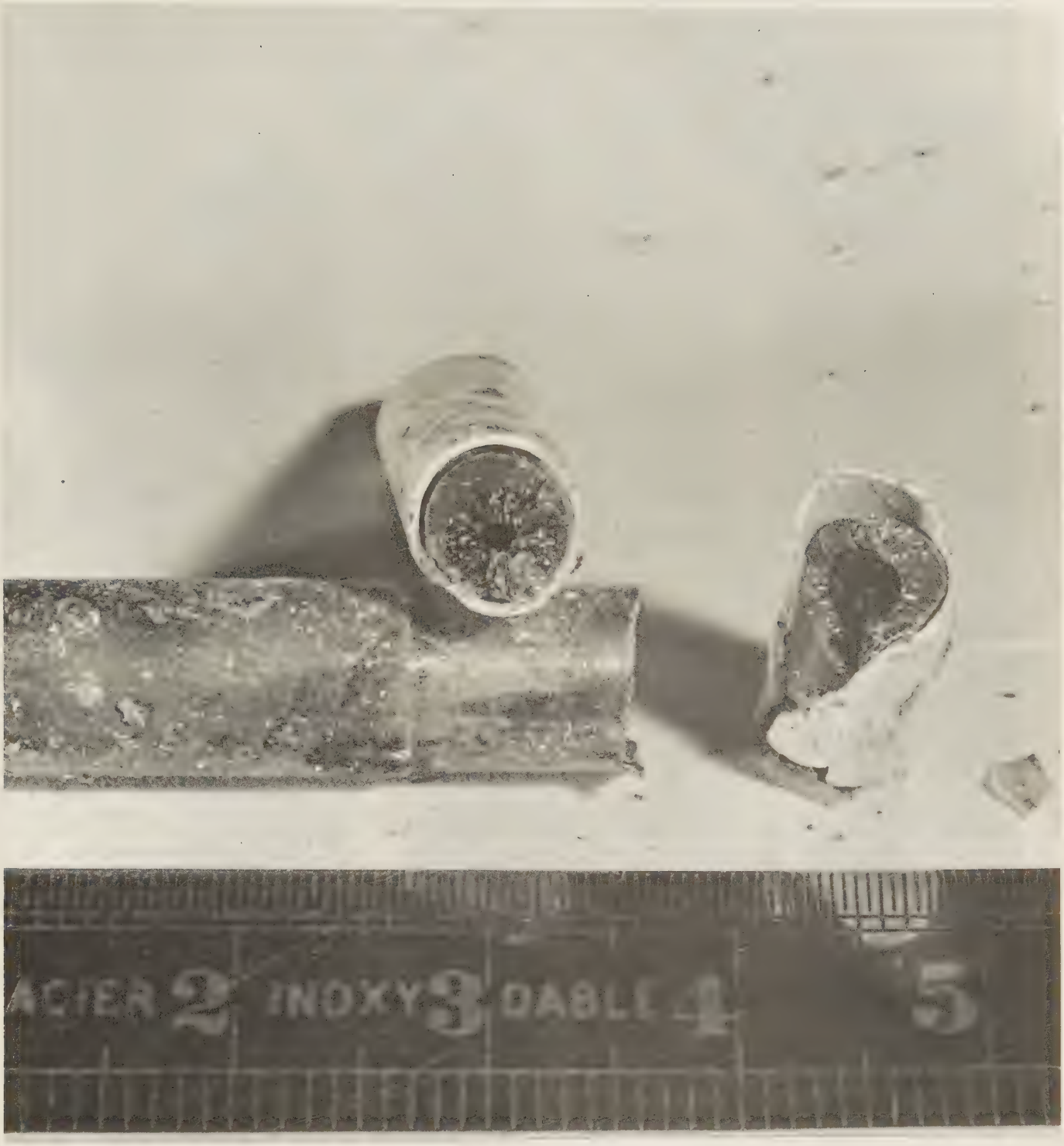
FIG III . 10 PHOTO DE L' INSTALATION «JEF»



CEA / CENG DTCE / STT	«JEF» DETERIORATION LOCALE D'UNE GAINE	FIG. III.11

1 cm

CEA/CENG DTCE/STT	«JEF.» UO_2 EJECTE ET DISPERSE	FIG.III.12



CEA /CENG DTCE / STT	«JEF.» FUSION AU CENTRE D'UN BARREAU	FIG. III.13

CEA/CENG DTCE/STT	«JEF» FUSION TOTALE D'UN BARREAU D'UO_2	FIG. III. 14

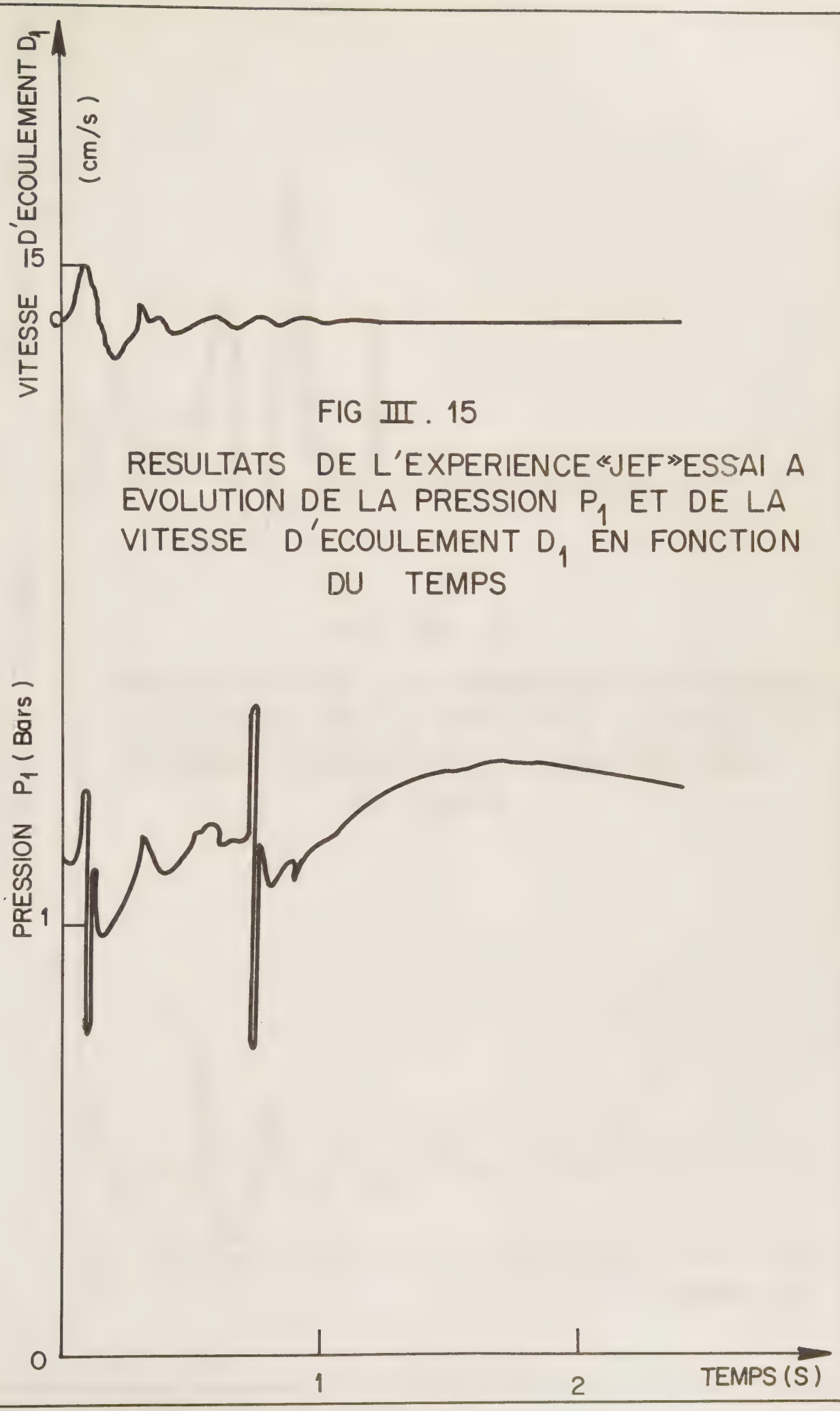


FIG III. 15

RESULTATS DE L'EXPERIENCE «JEF» ESSAI A EVOLUTION DE LA PRESSION P_1 ET DE LA VITESSE D'ECOULEMENT D_1 EN FONCTION DU TEMPS

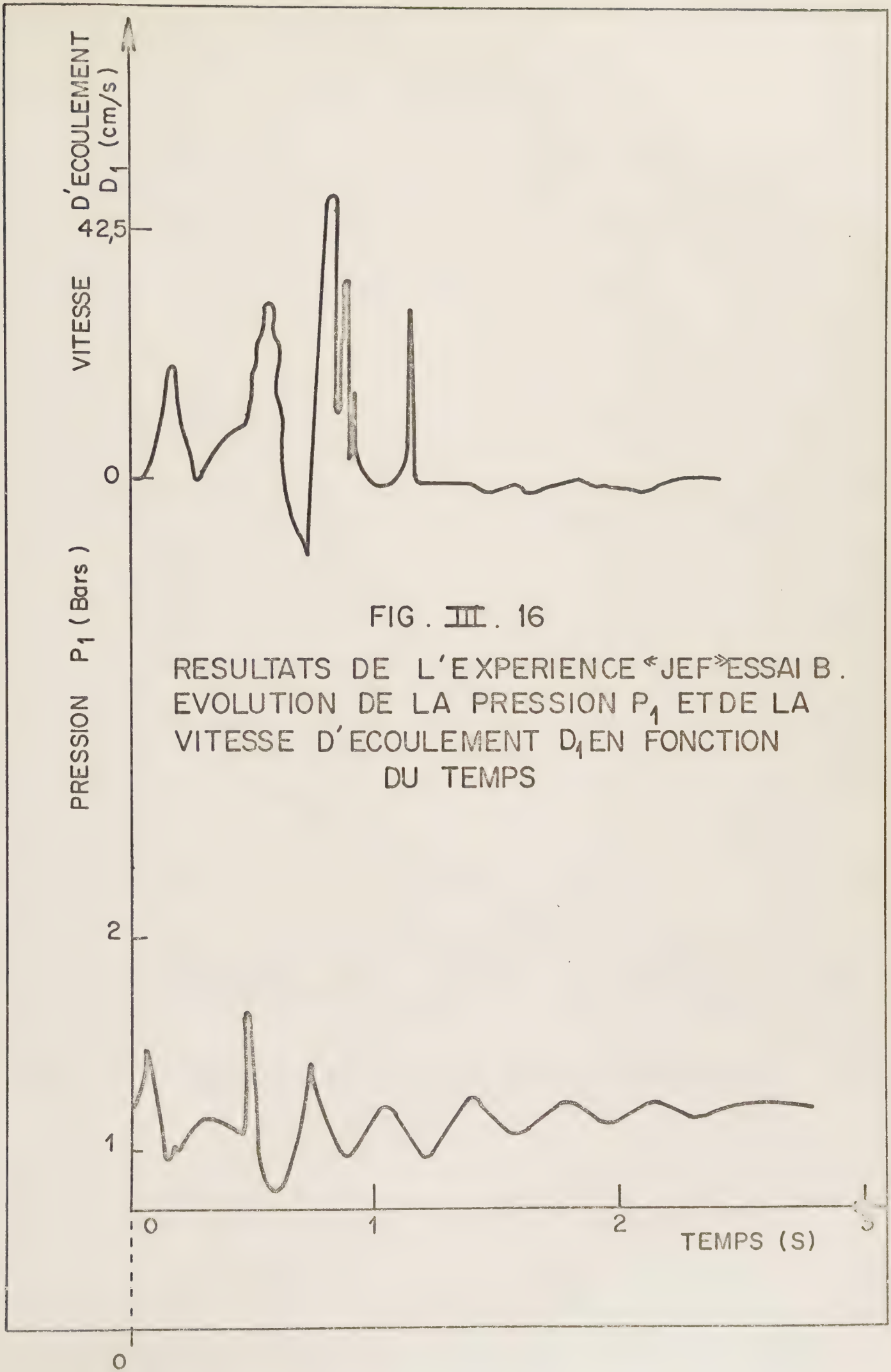


FIG . III . 16

RESULTATS DE L'EXPERIENCE «JEF» ESSAI B .
EVOLUTION DE LA PRESSION P_1 ET DE LA VITESSE D'ECOULEMENT D_1 EN FONCTION DU TEMPS

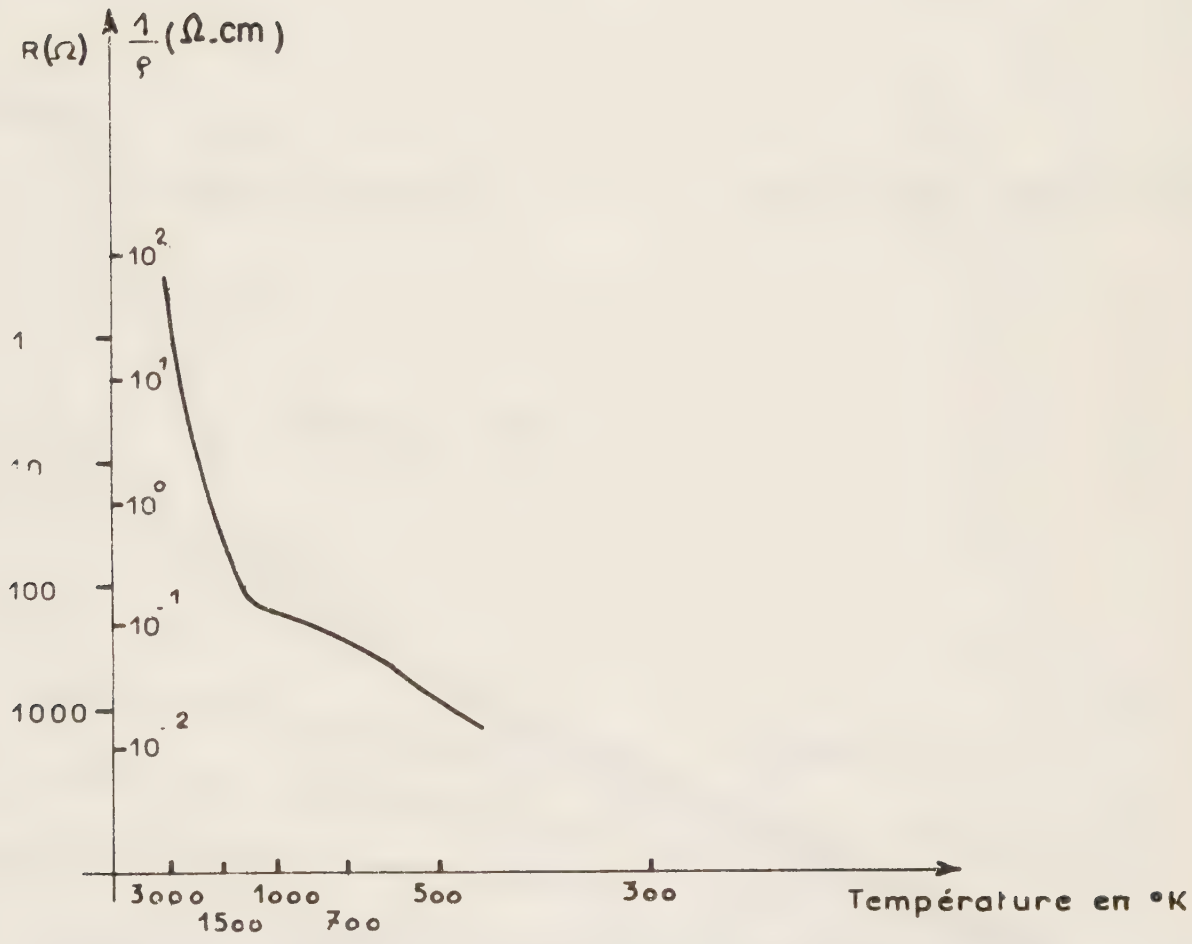


FIG III. 17 Résistance électrique du barreau d'Uo2 [50]

FIG III.18

CALCUL A L'AIDE DU CODE "ELECTRA" DE L'EVOLUTION DU PROFIL DE LA TEMPERATURE DANS UN BARREAU D'UO_2 CHAUFFE PAR EFFET JOULE.

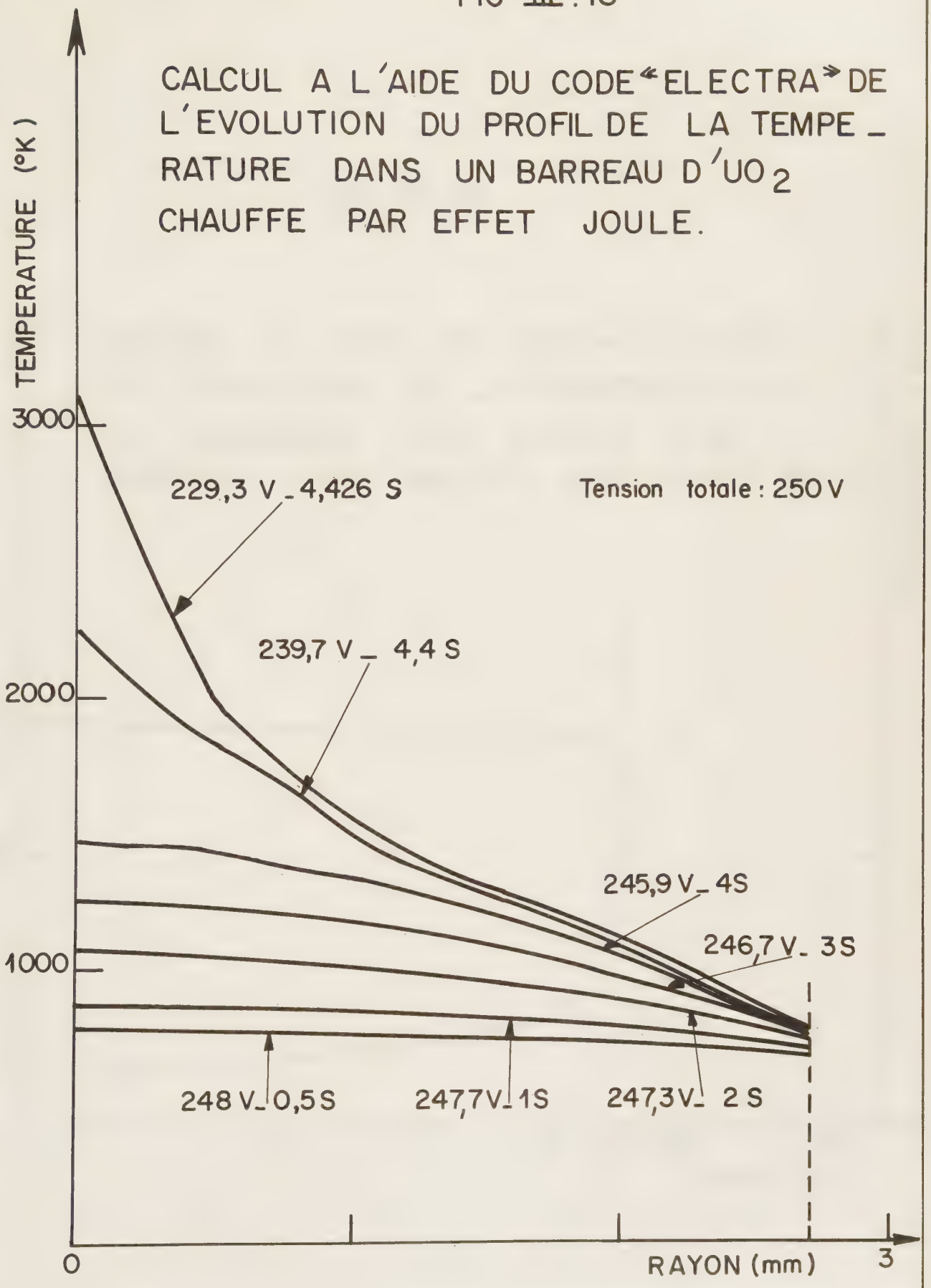


FIG III.19

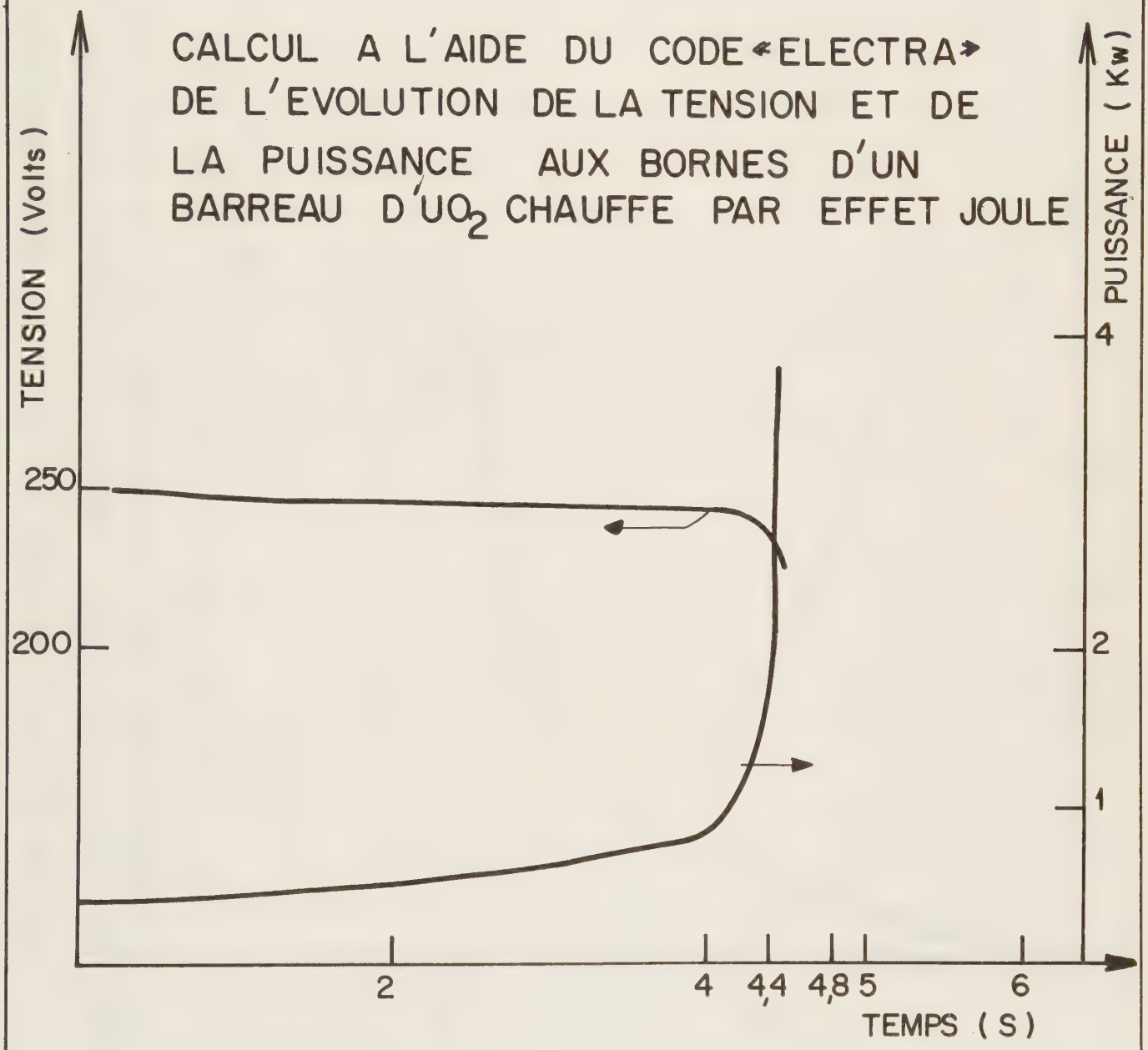

CALCUL A L'AIDE DU CODE «ELECTRA» DE L'EVOLUTION DE LA TENSION ET DE LA PUISSANCE AUX BORNES D'UN BARREAU D'UO2 CHAUFFE PAR EFFET JOULE
TENSION (Volts)
250
200
PUISSANCE (Kw)
4
2
1
2
4
4,4
4,8
5
6
TEMPS (S)

FIG III 20 _ UTILISATION DU CODE «CORFOU» POUR L'INTERPRETATION DES RESULTATS DE L'EXPERIENCE «JEF» EVOLUTION DE LA PRESSION ET DU TAUX DE VIDE JUSQU'A LA VIDANGE DU CANAL

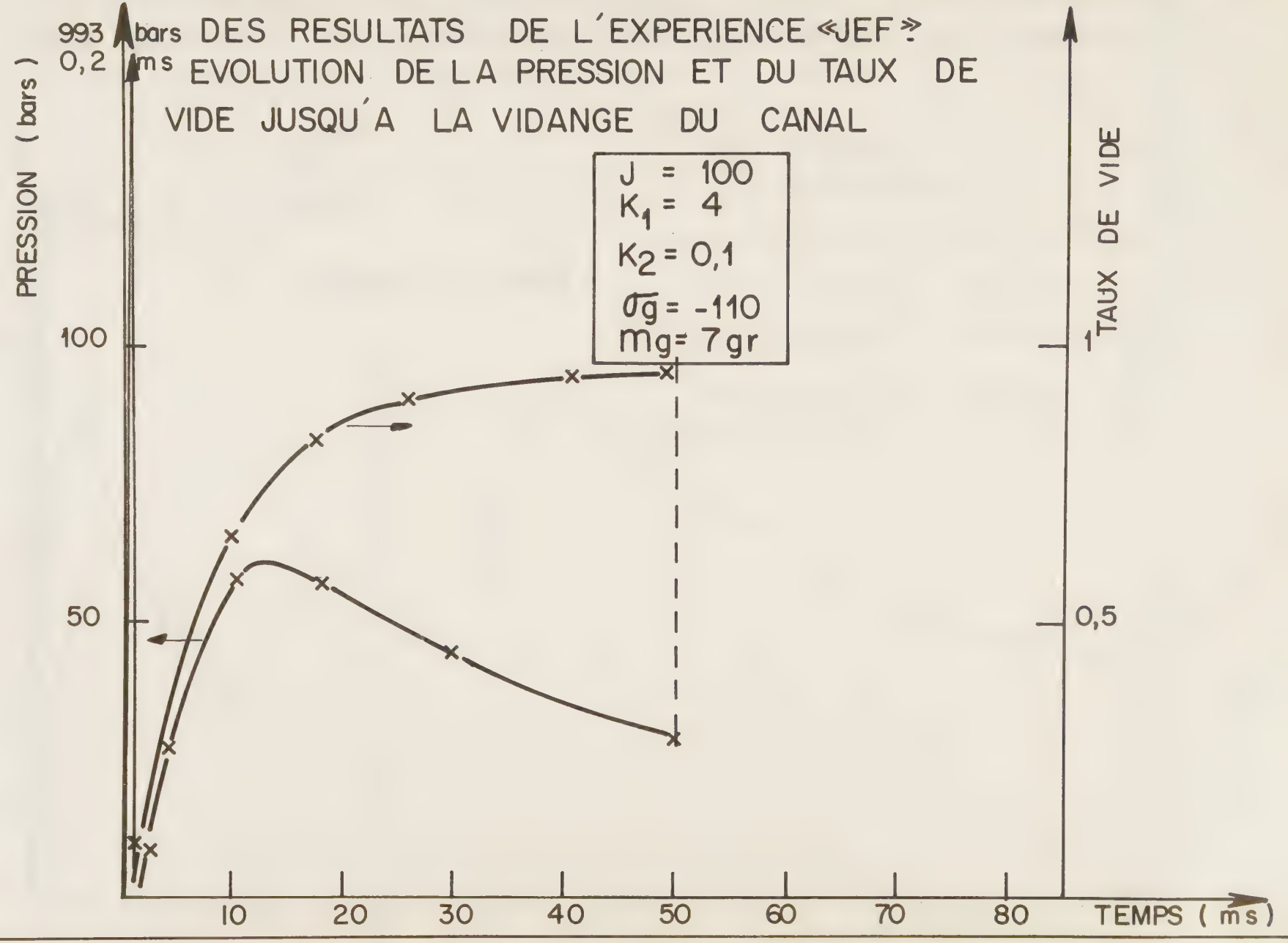
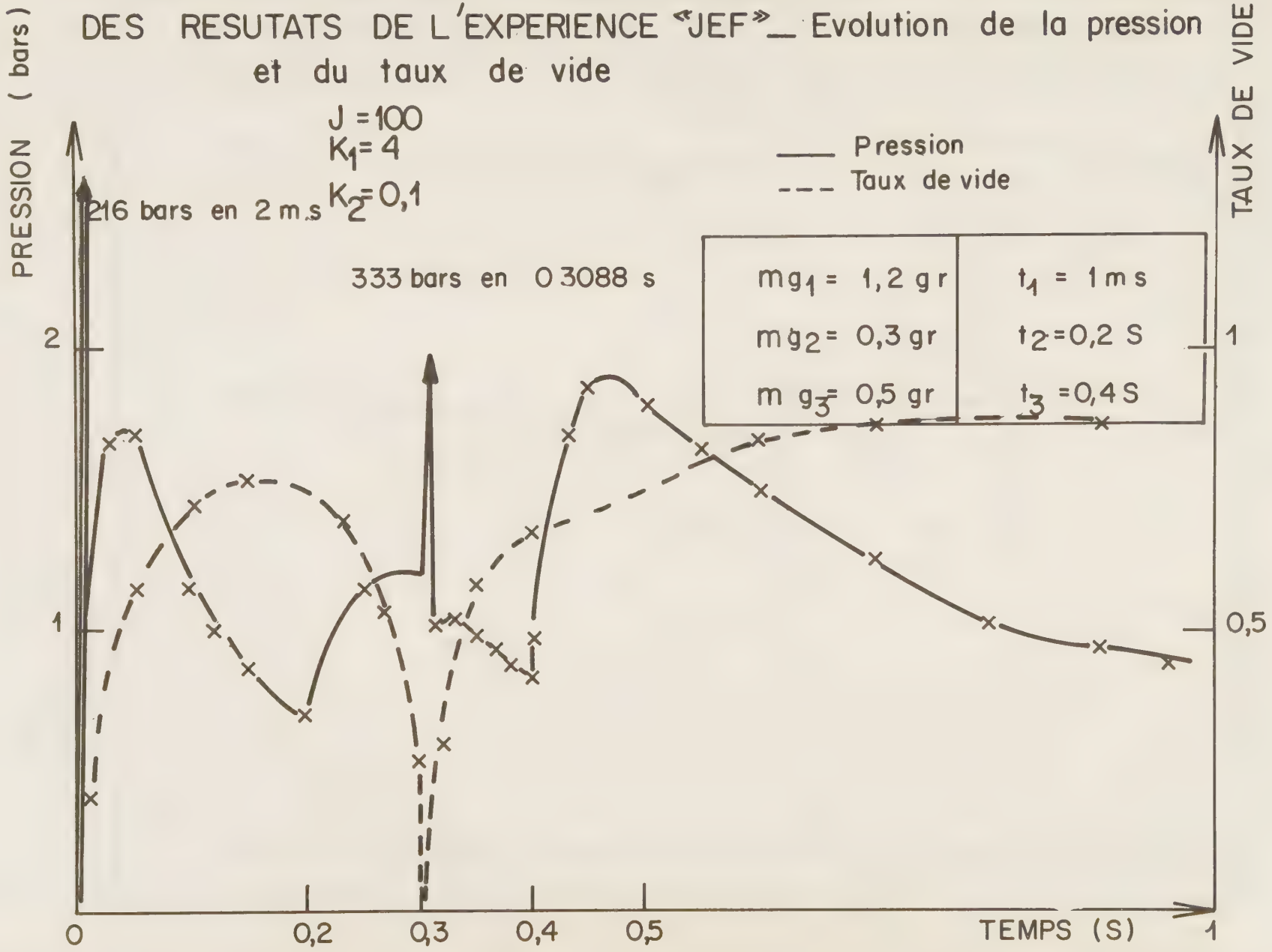


FIG III 21 _ UTILISATION DU CODE "CORFOU" POUR L'INTERPRETATION DES RESUTATS DE L'EXPERIENCE "JEF" _ Evolution de la pression et du taux de vide



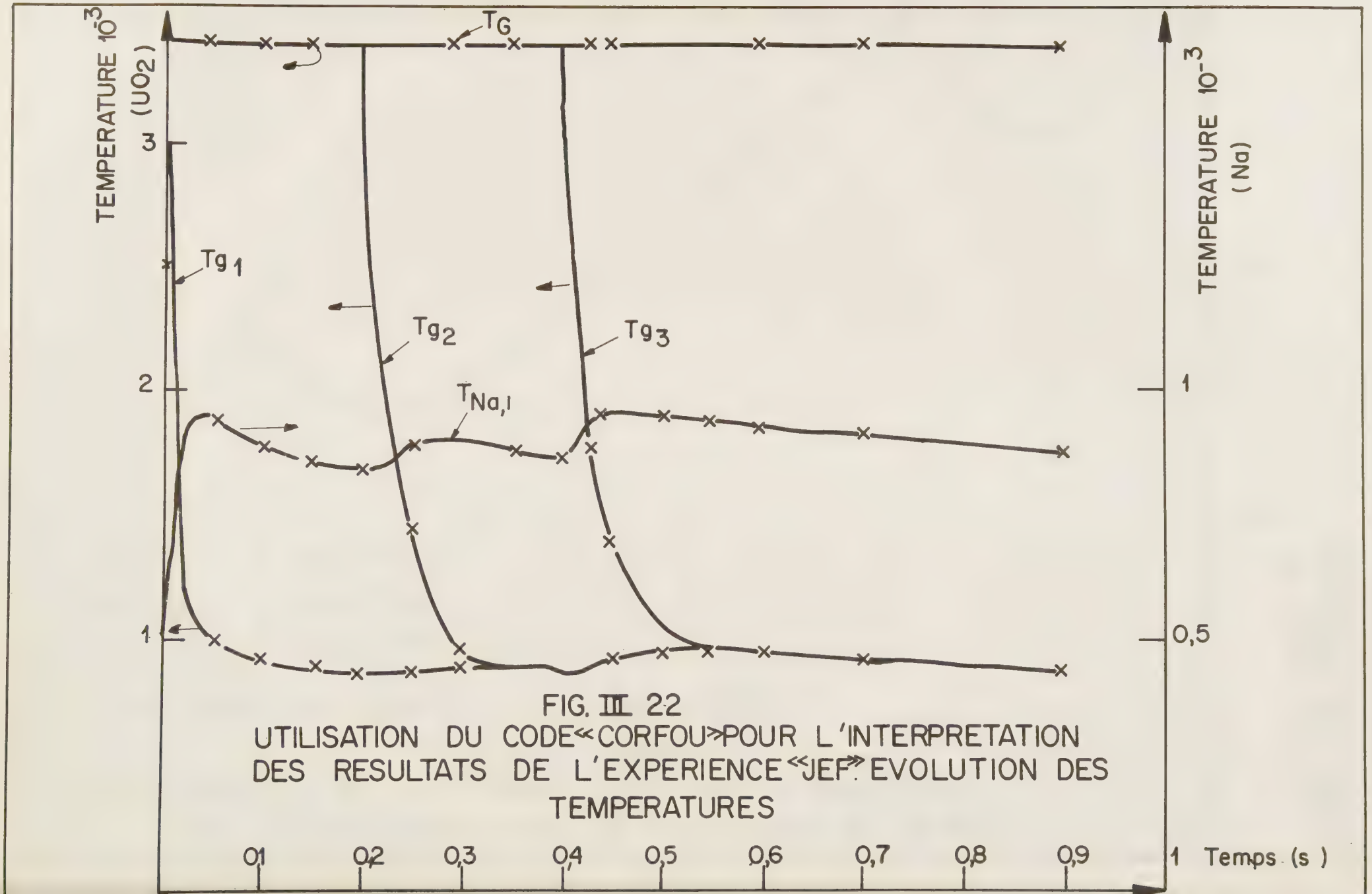
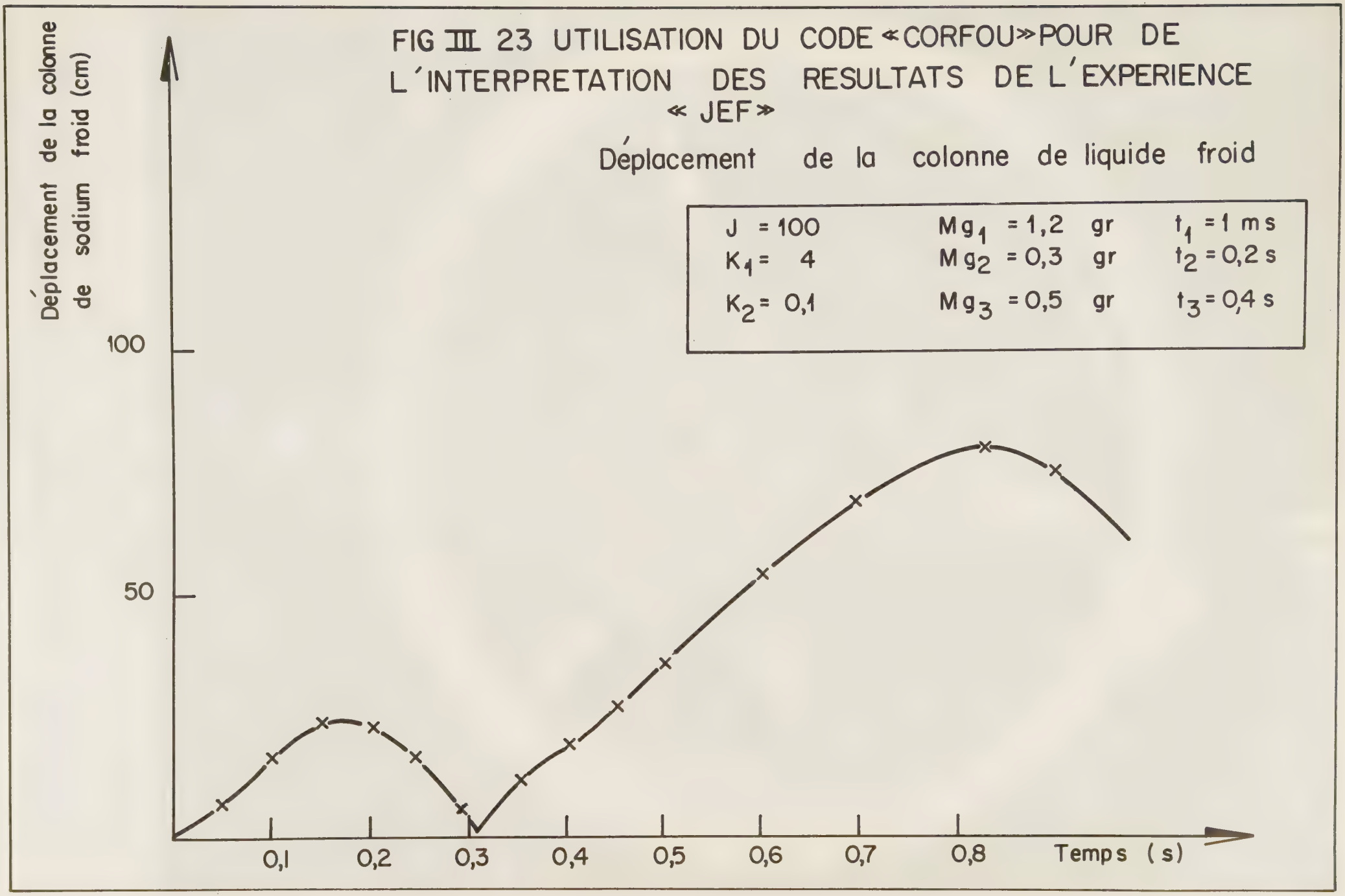
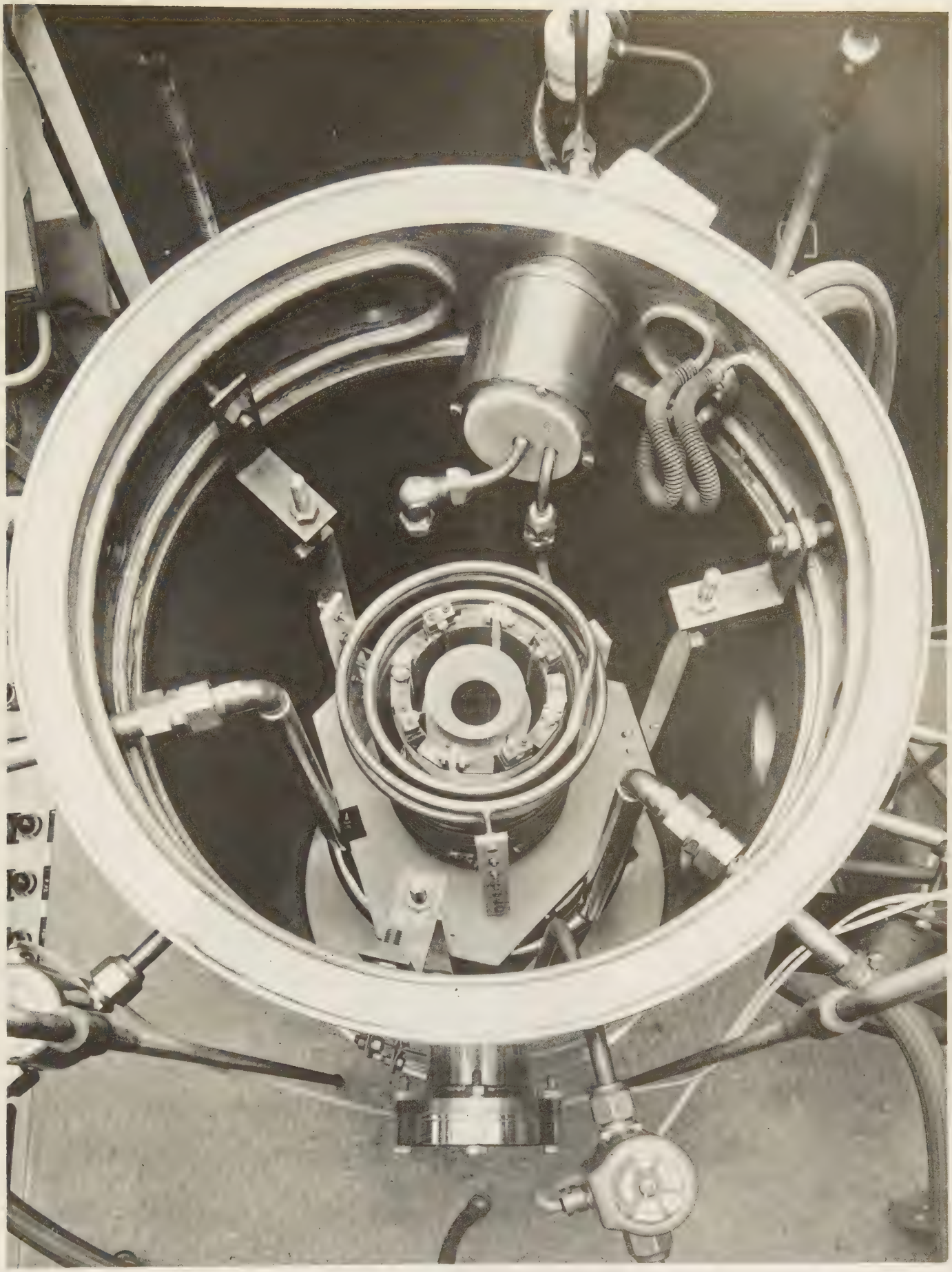


FIG. III 22
UTILISATION DU CODE « CORFOU » POUR L'INTERPRETATION DES RESULTATS DE L'EXPERIENCE « JEF » EVOLUTION DES TEMPERATURES

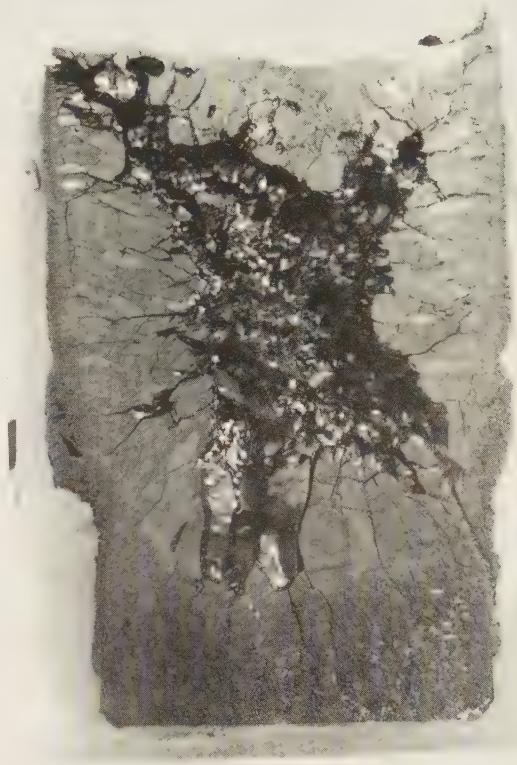
FIG III 23 UTILISATION DU CODE «CORFOU» POUR DE L'INTERPRETATION DES RESULTATS DE L'EXPERIENCE « JEF »





CEA /CENG DTCE /STT	«CORECT I » CREUSET DE FUSION	FIG III.24

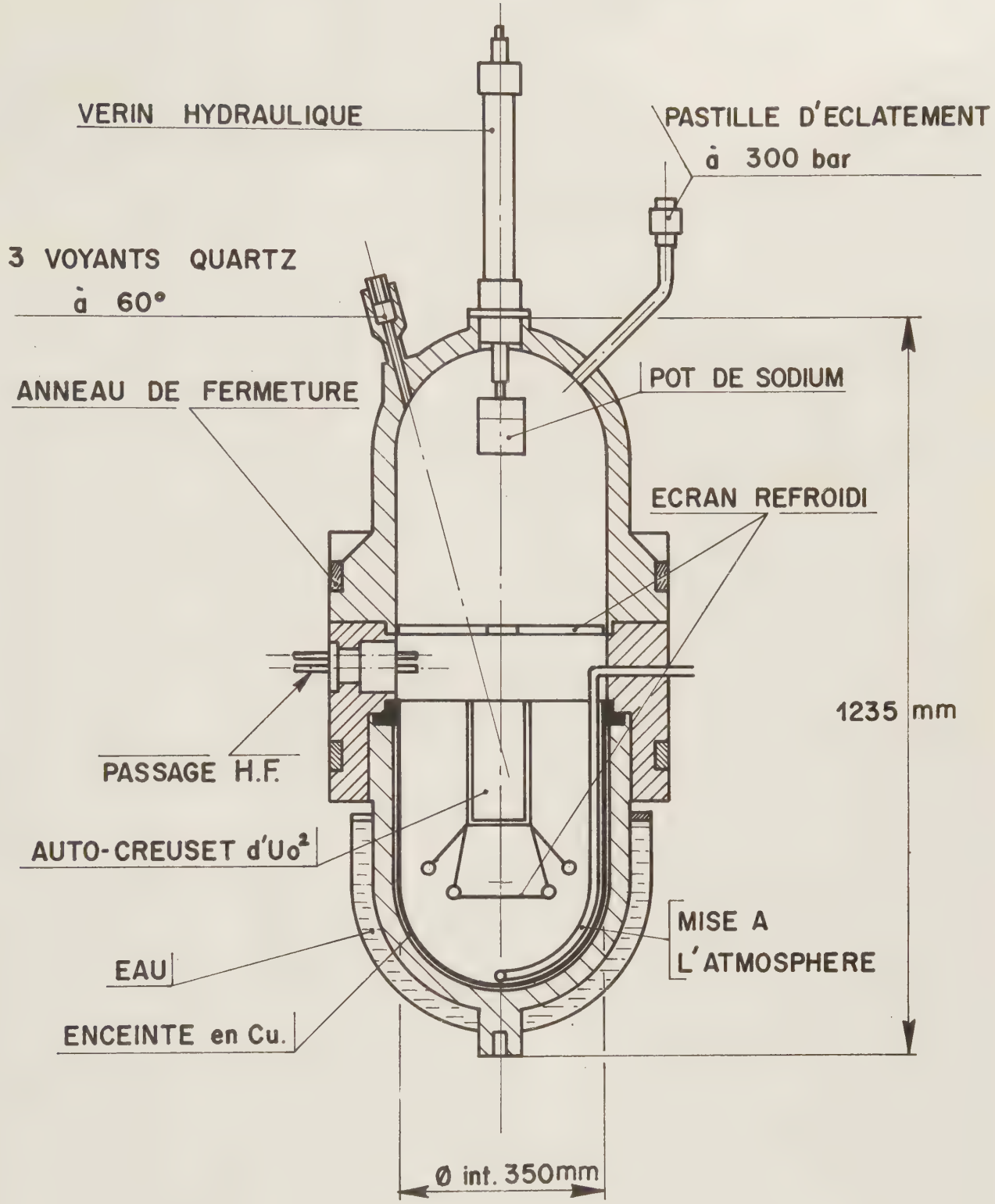
VUE D'ENSEMBLE FIG III.25 a



90mm

BLOC D'UO_2 COUPE FIG.III.25 b

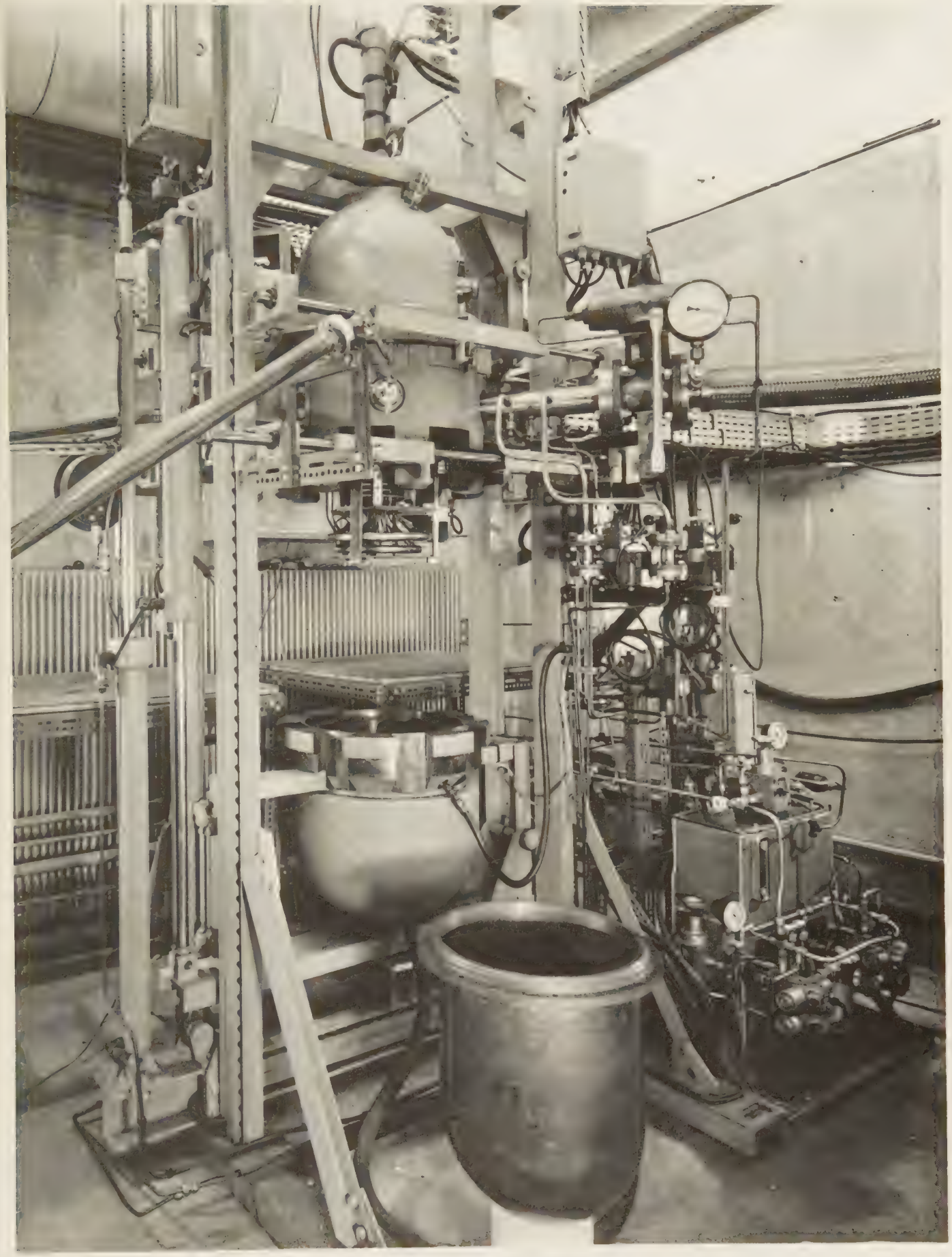
CEA / CENG DTCE / STT	«CORECT I» BLOC D'UO_2 FONDU PAR H.F.	FIG.III.25



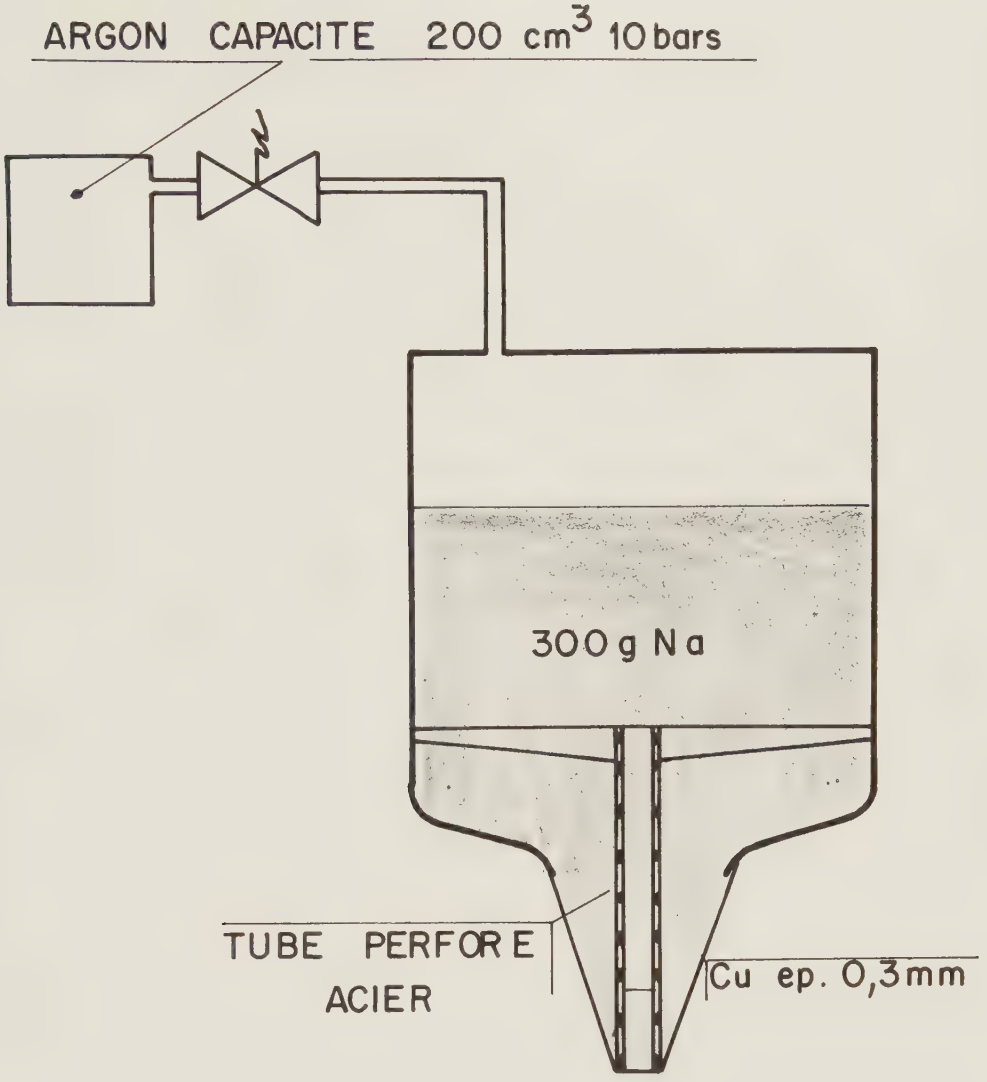
CEA / CENG/DTCE / STT

«CORECT I»

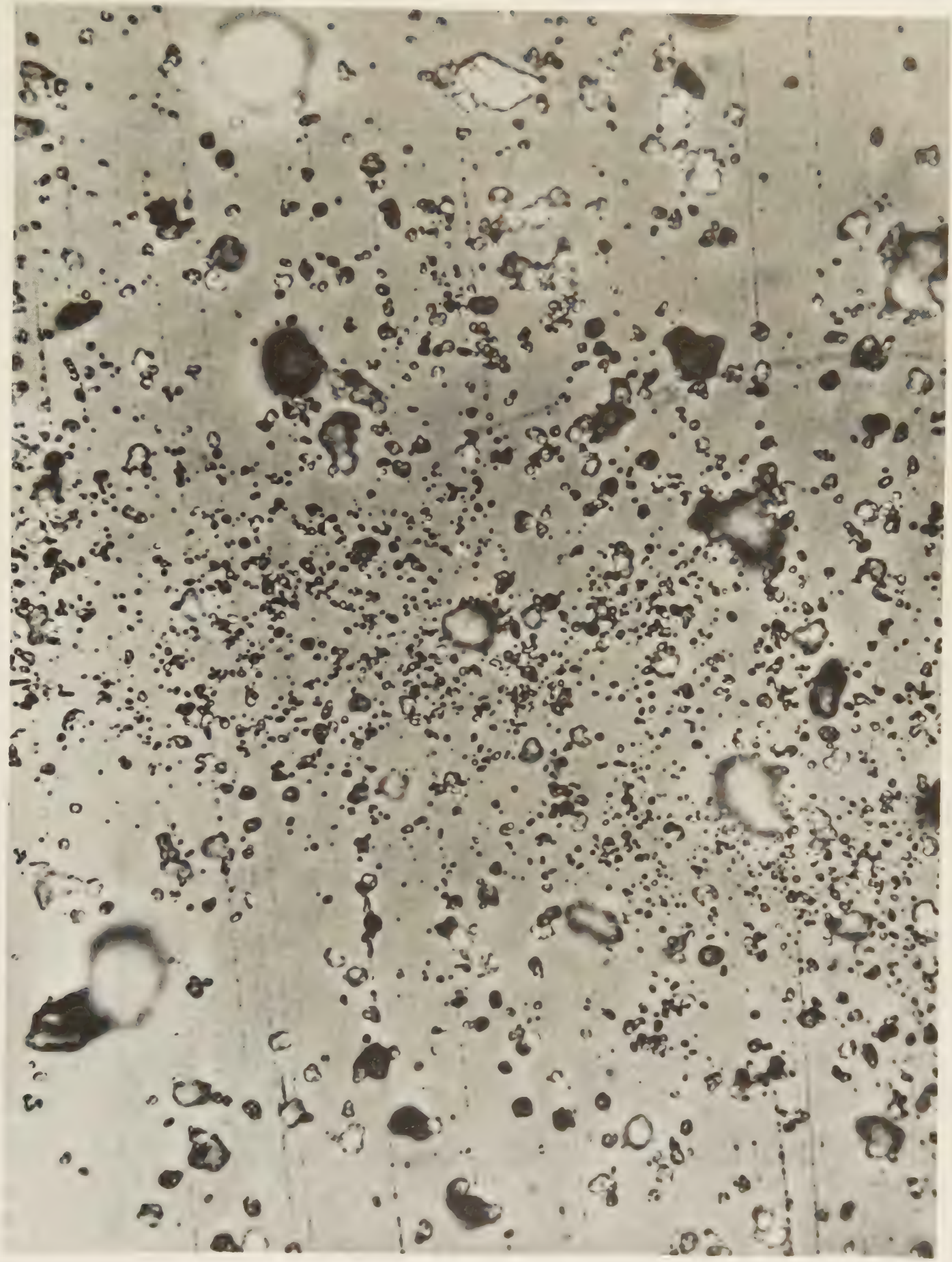
ENCEINTE HAUTE PRESSION FIG III.26



CEA/CENG DTCE/STT	«CORECT I» VUE D'ENSEMBLE	FIG III.27



CEA/CENG DTCE / STT	≪ CORECT I ≫ CONTAINER SODIUM	FIG III 28



CEA/CENG DTCE/STT	«CORECT I» UO_2 DISPERSE	FIG III 29

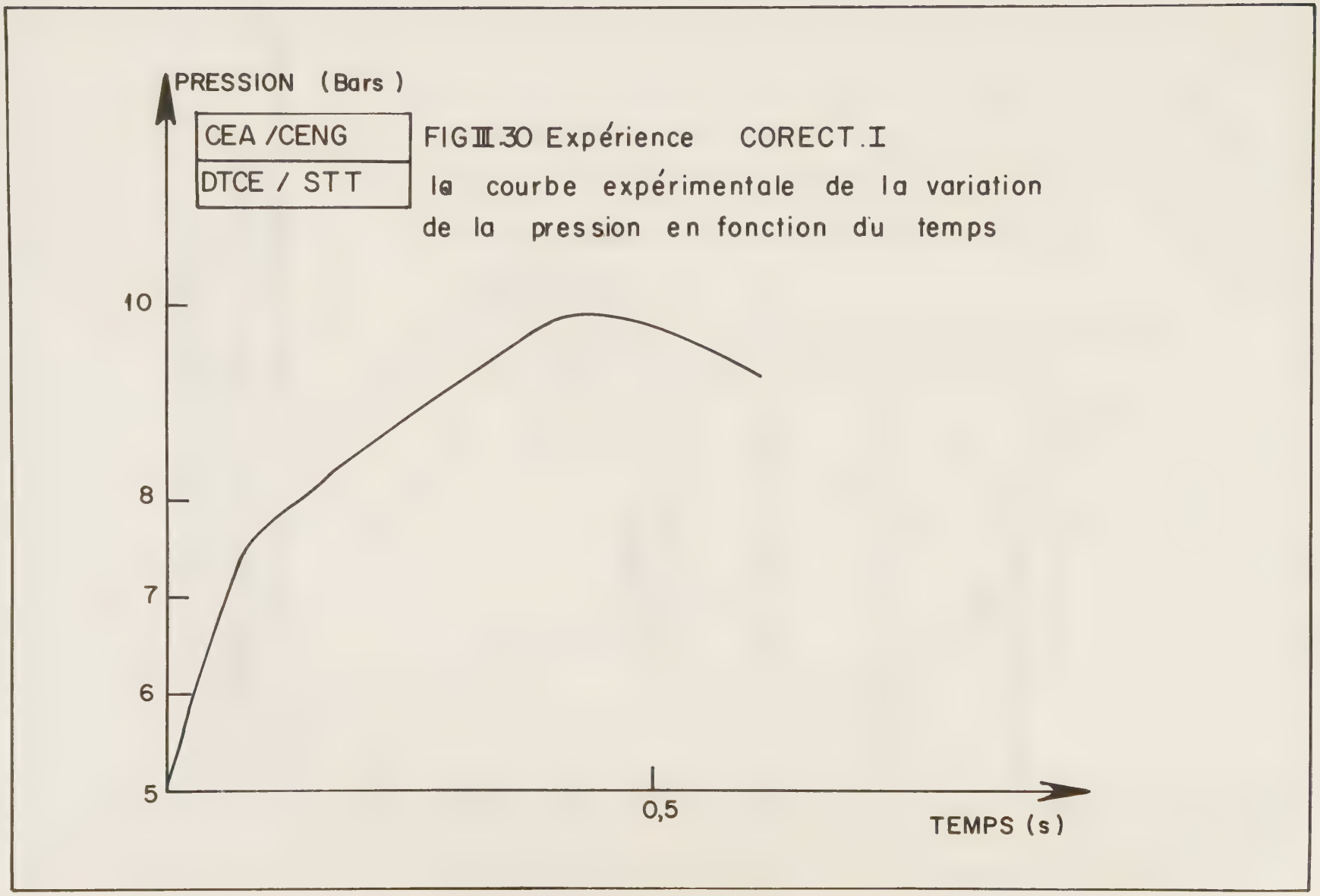


FIG III.30 Expérience CORECT.I

la courbe expérimentale de la variation de la pression en fonction du temps

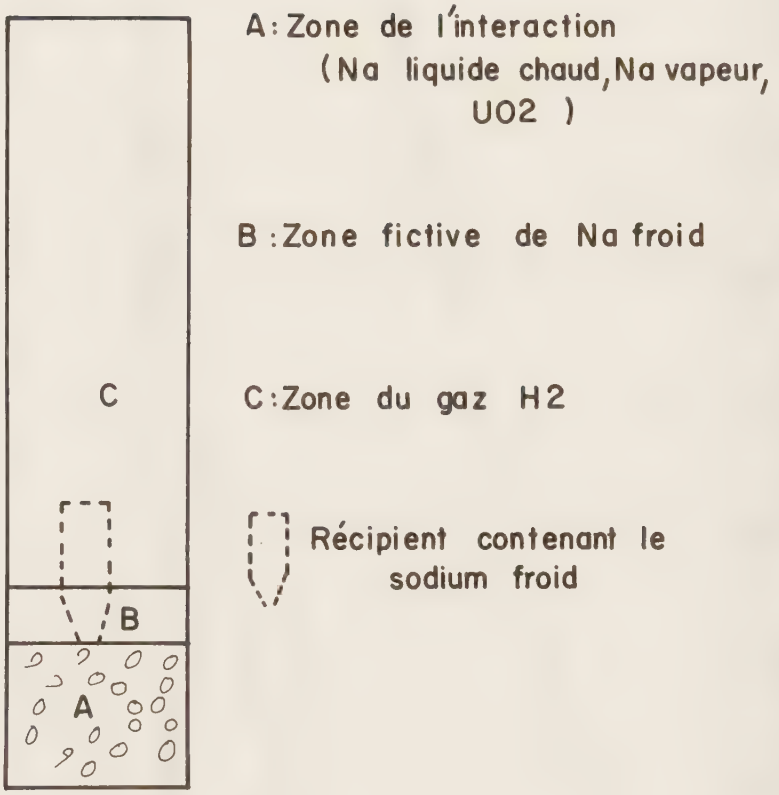


FIG III.3 La géométrie prise en compte par le code CORFOU pour l'interprétation des résultats de l'expérience CORECT I

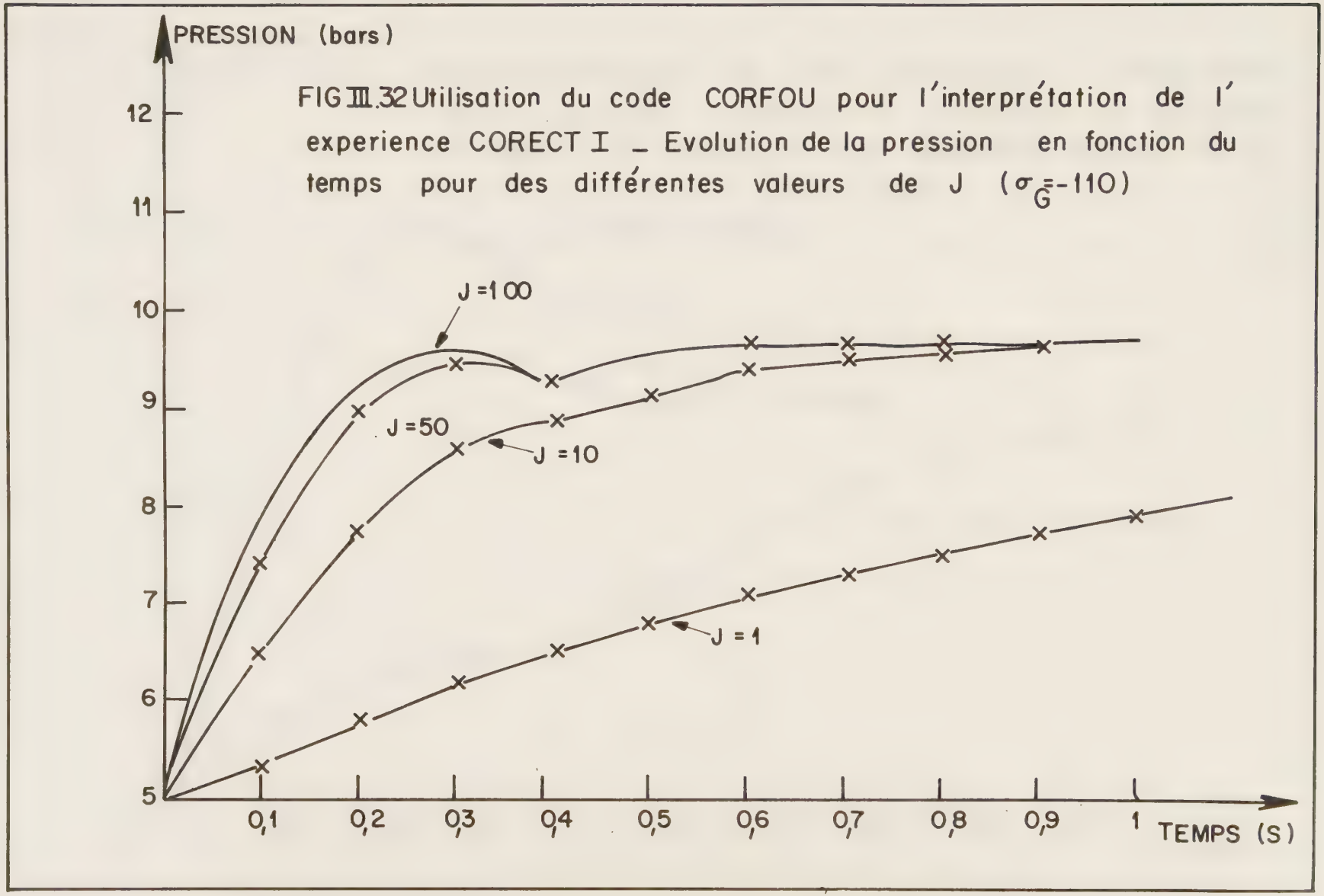


FIG III.32 Utilisation du code CORFOU pour l'interprétation de l'experience CORECT I _ Evolution de la pression en fonction du temps pour des différentes valeurs de J ($\sigma_{\bar{G}}$=-110)

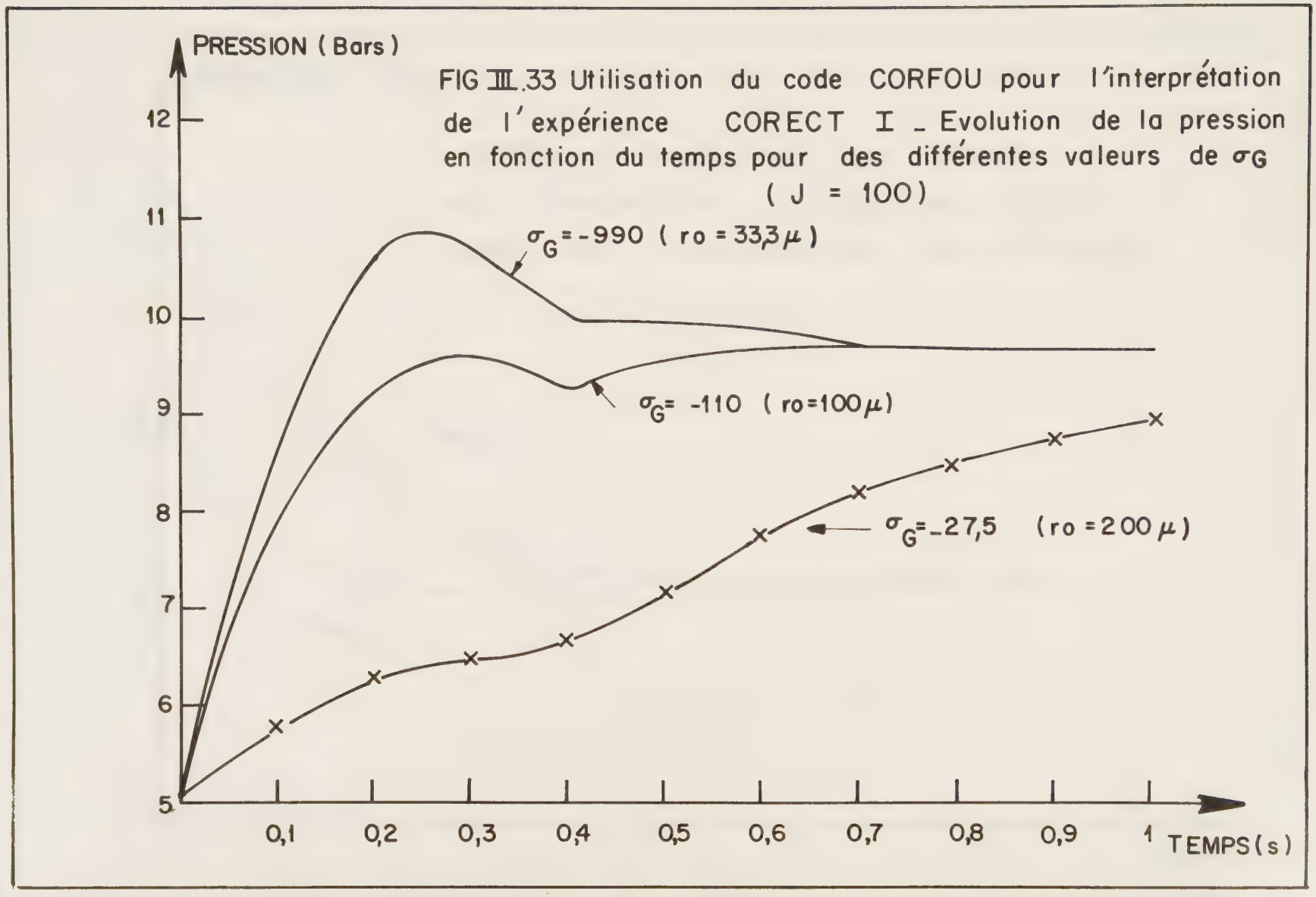


FIG III.33 Utilisation du code CORFOU pour l'interprétation de l'expérience CORECT I - Evolution de la pression en fonction du temps pour des différentes valeurs de σ_G (J = 100)

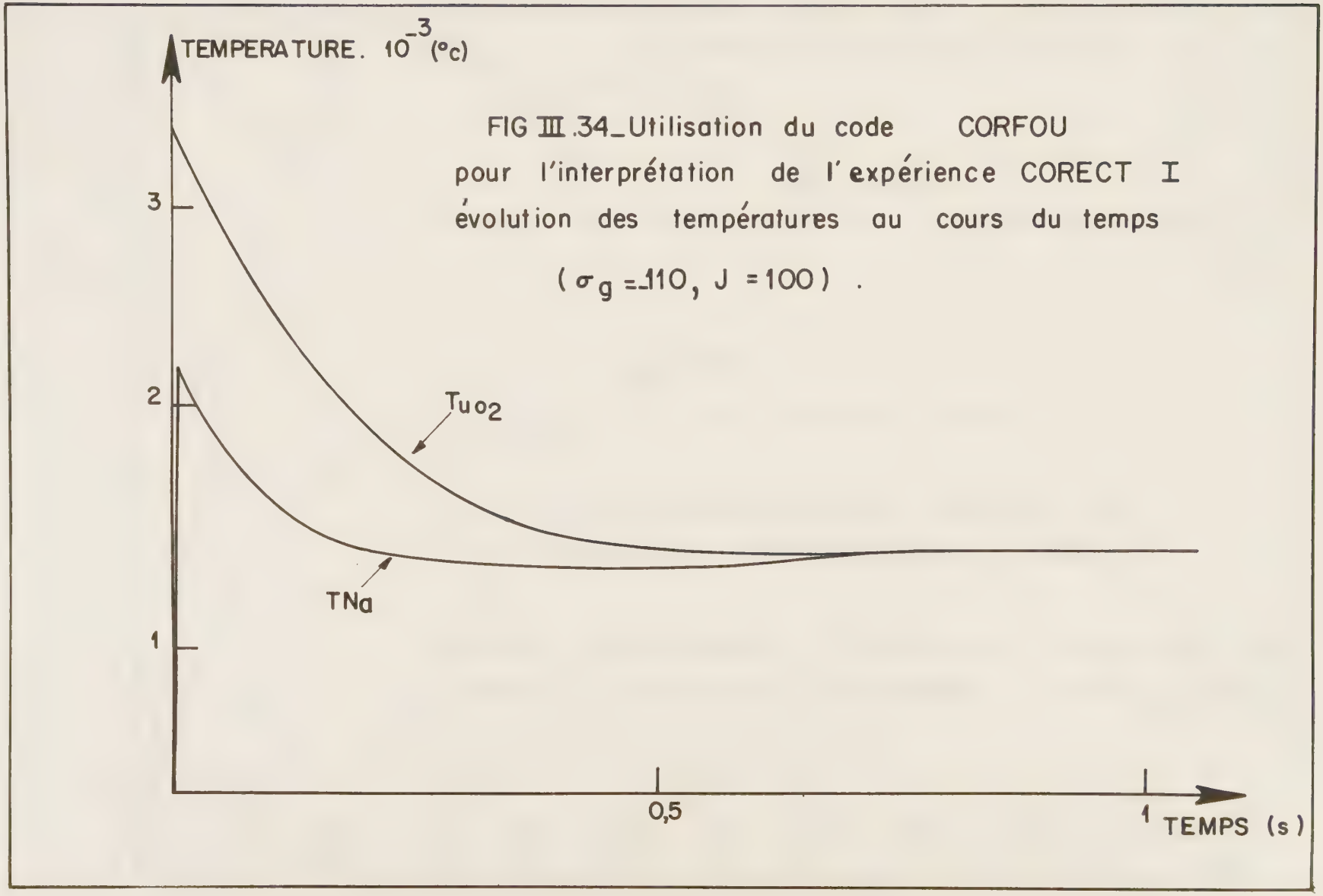


FIG III.34_Utilisation du code CORFOU
pour l'interprétation de l'expérience CORECT I
évolution des températures au cours du temps
(σ_g =110, J =100) .

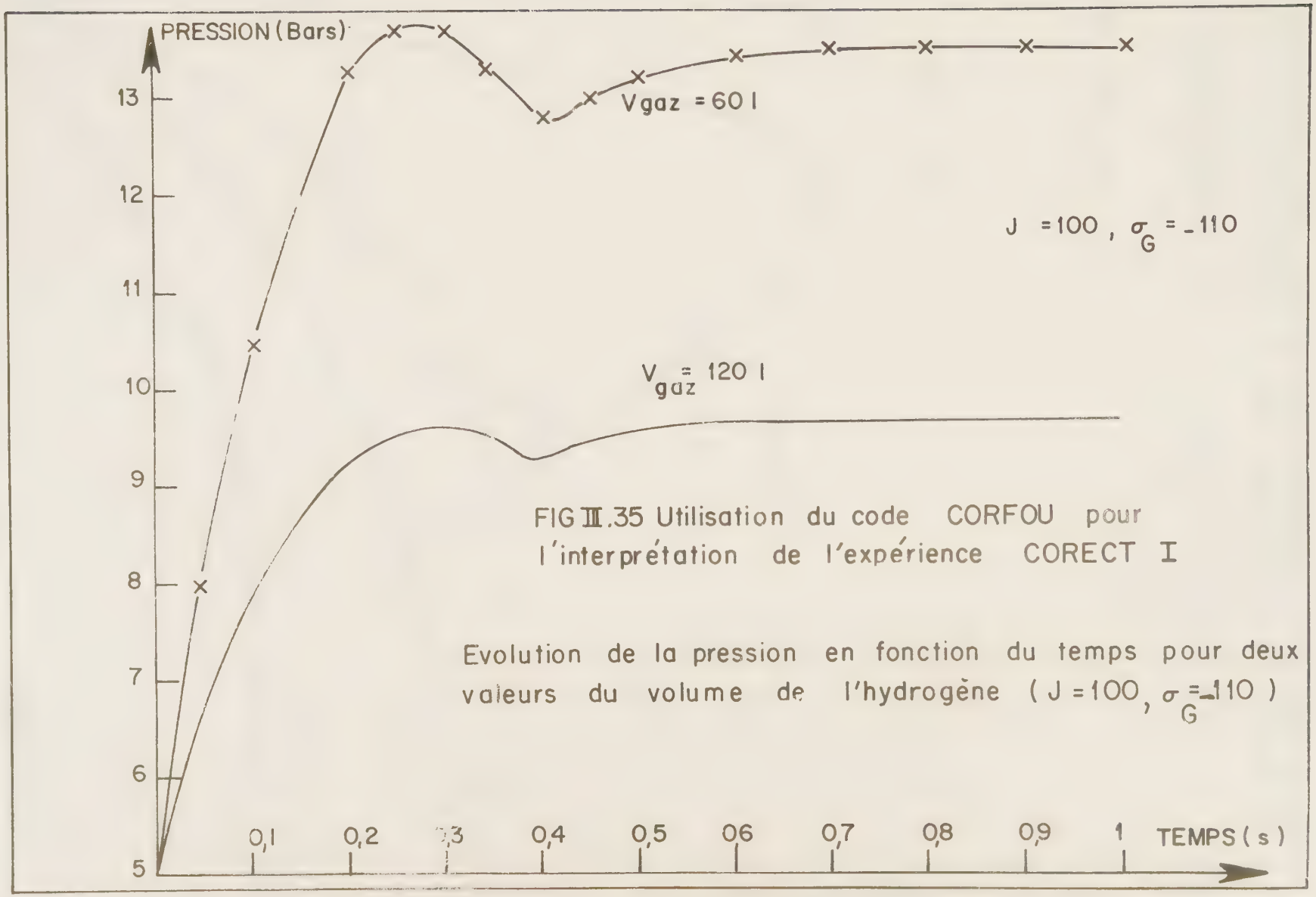


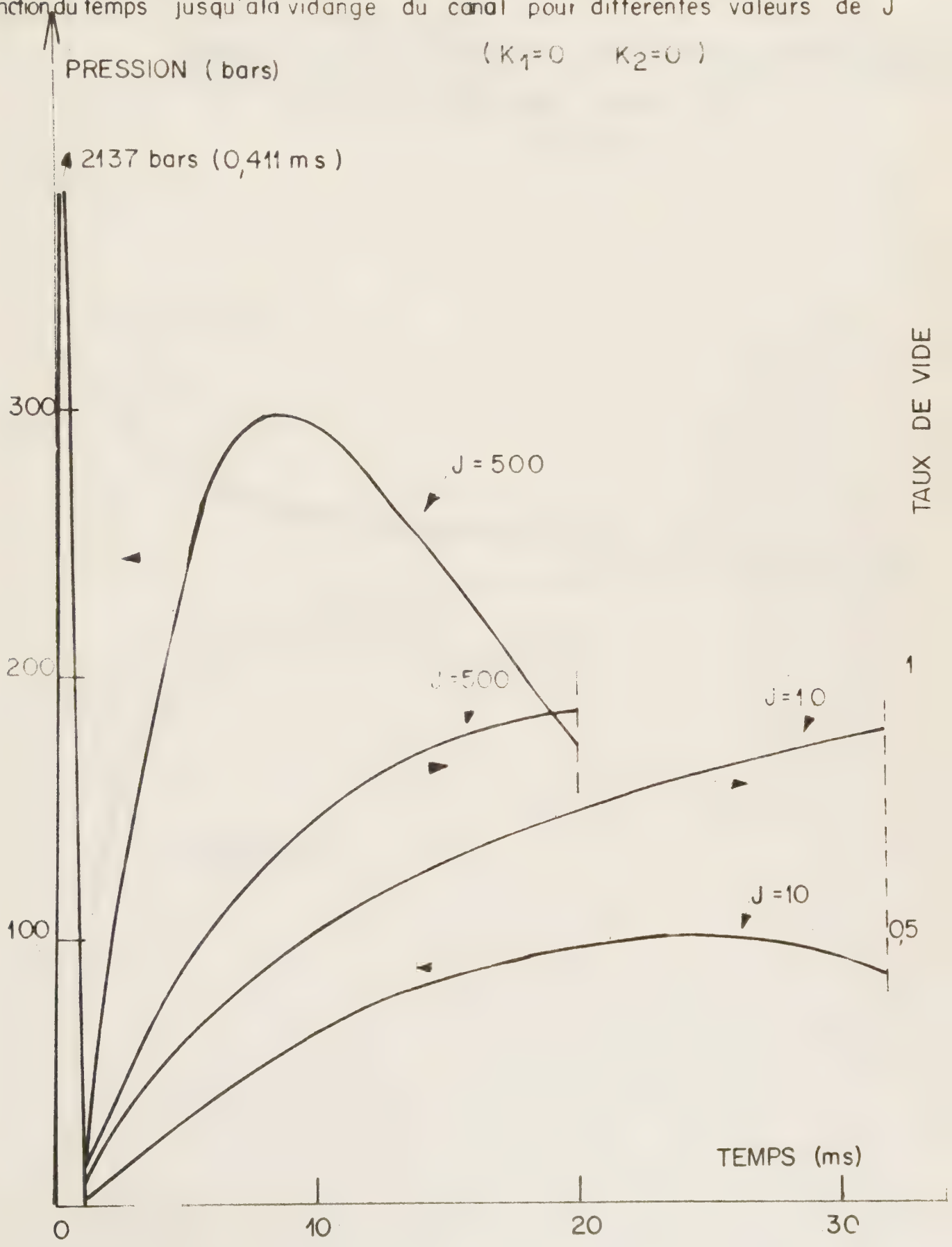
FIG III.35 Utilisation du code CORFOU pour l'interprétation de l'expérience CORECT I

Evolution de la pression en fonction du temps pour deux valeurs du volume de l'hydrogène (J = 100, σ_G = -110)

FIG IV 1

problème du FFTF _ Evolution de la pression et du taux de vide en fonction du temps jusqu'à la vidange du canal pour différentes valeurs de J

($K_1 = 0$ $K_2 = 0$)



FIGIV2

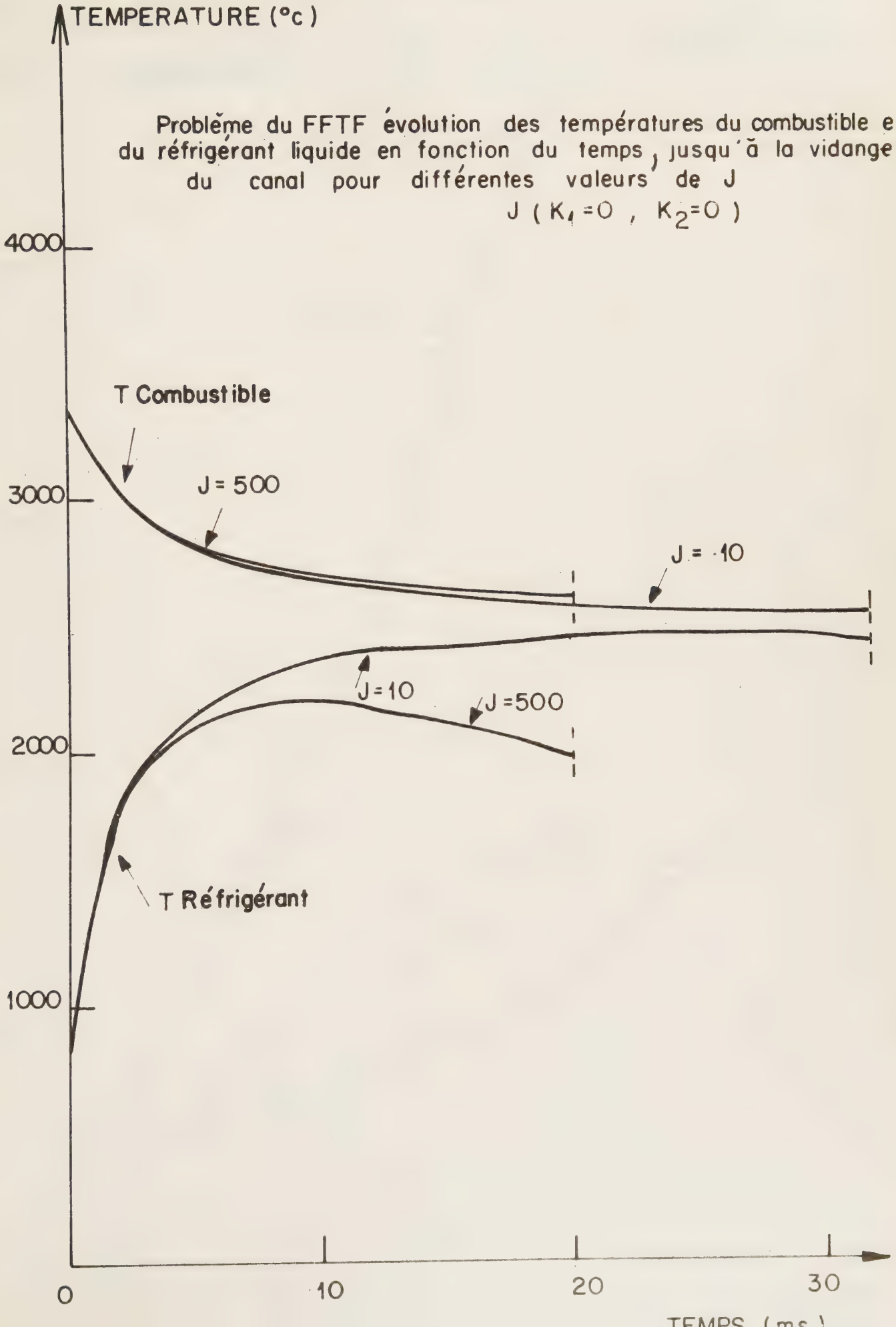

TEMPERATURE (°c)
Problème du FFTF évolution des températures du combustible e du réfrigérant liquide en fonction du temps, jusqu'à la vidange du canal pour différentes valeurs de J
J (K1 =0 , K2=0)
4000
3000
2000
1000
T Combustible
J = 500
J = 10
J=10
J=500
T Réfrigérant
0
10
20
30
TEMPS (ms)

FIG IV3

Problème du FFTF Evolution du travail total en fonction du temps jusqu'à la vidange du canal pour différentes valeurs de J

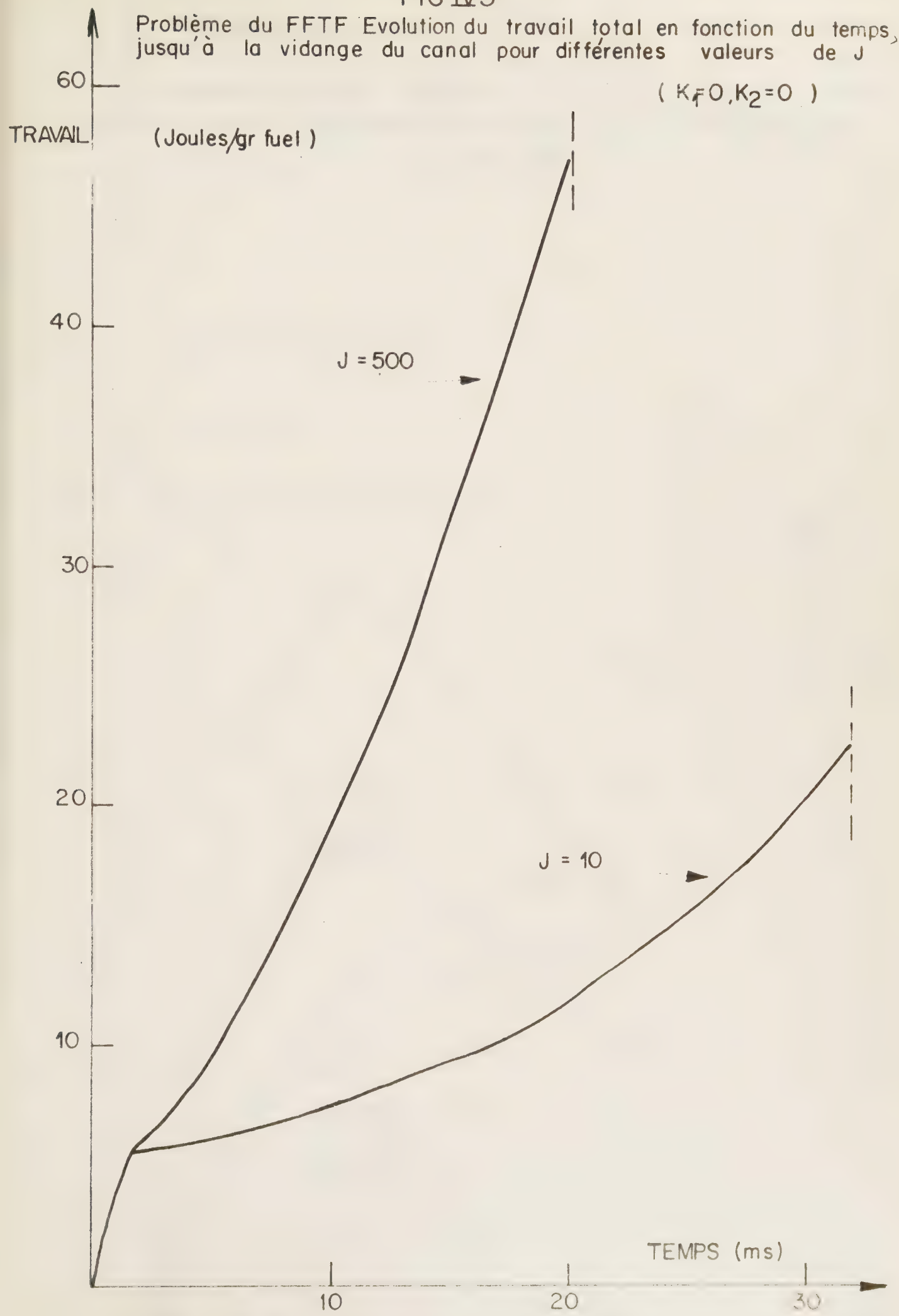
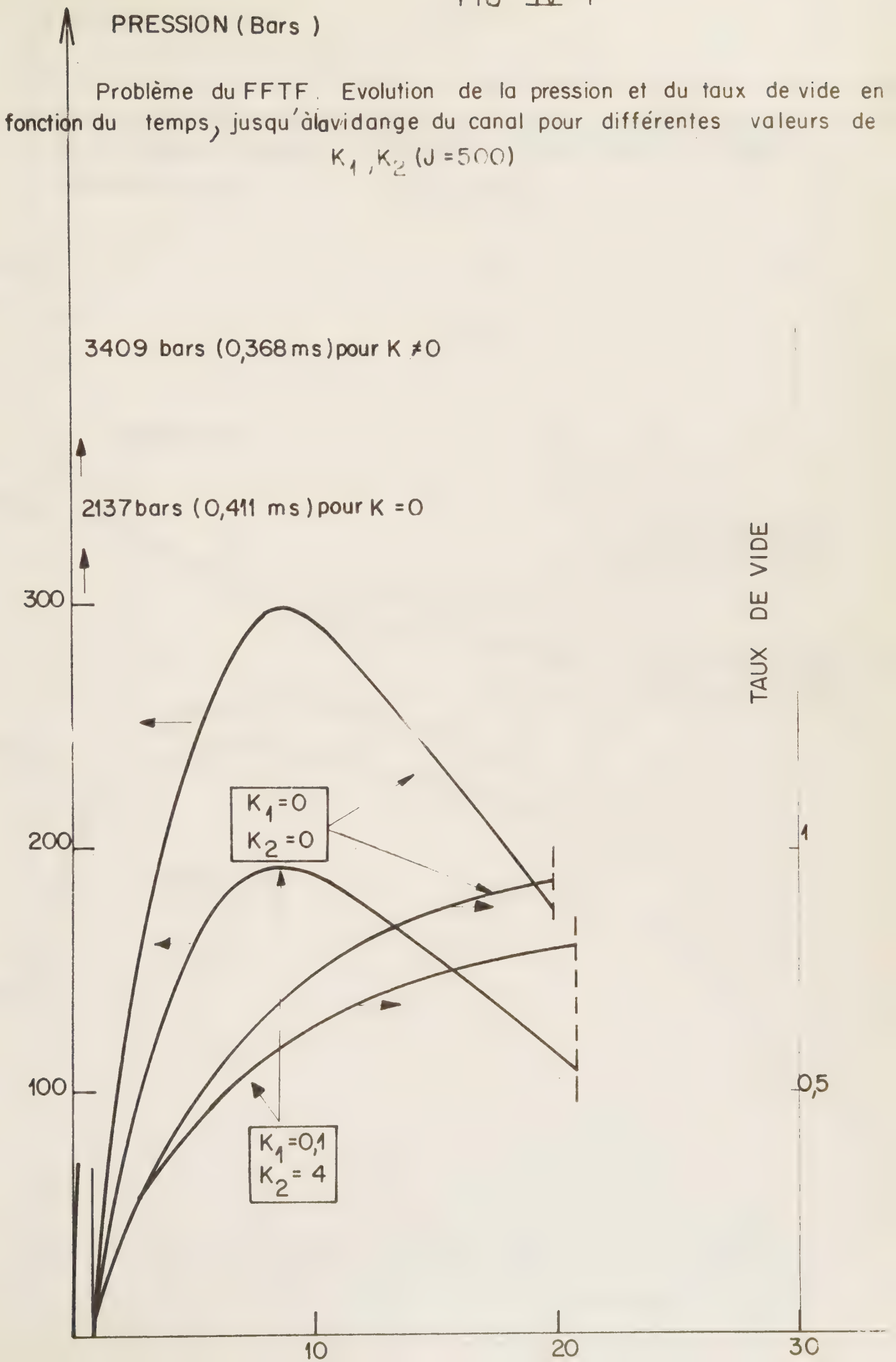


FIG IV 4



Problème du FFTF. Evolution de la pression et du taux de vide en fonction du temps, jusqu'à la vidange du canal pour différentes valeurs de K_1, K_2 ($J = 500$)

FIG IV 5

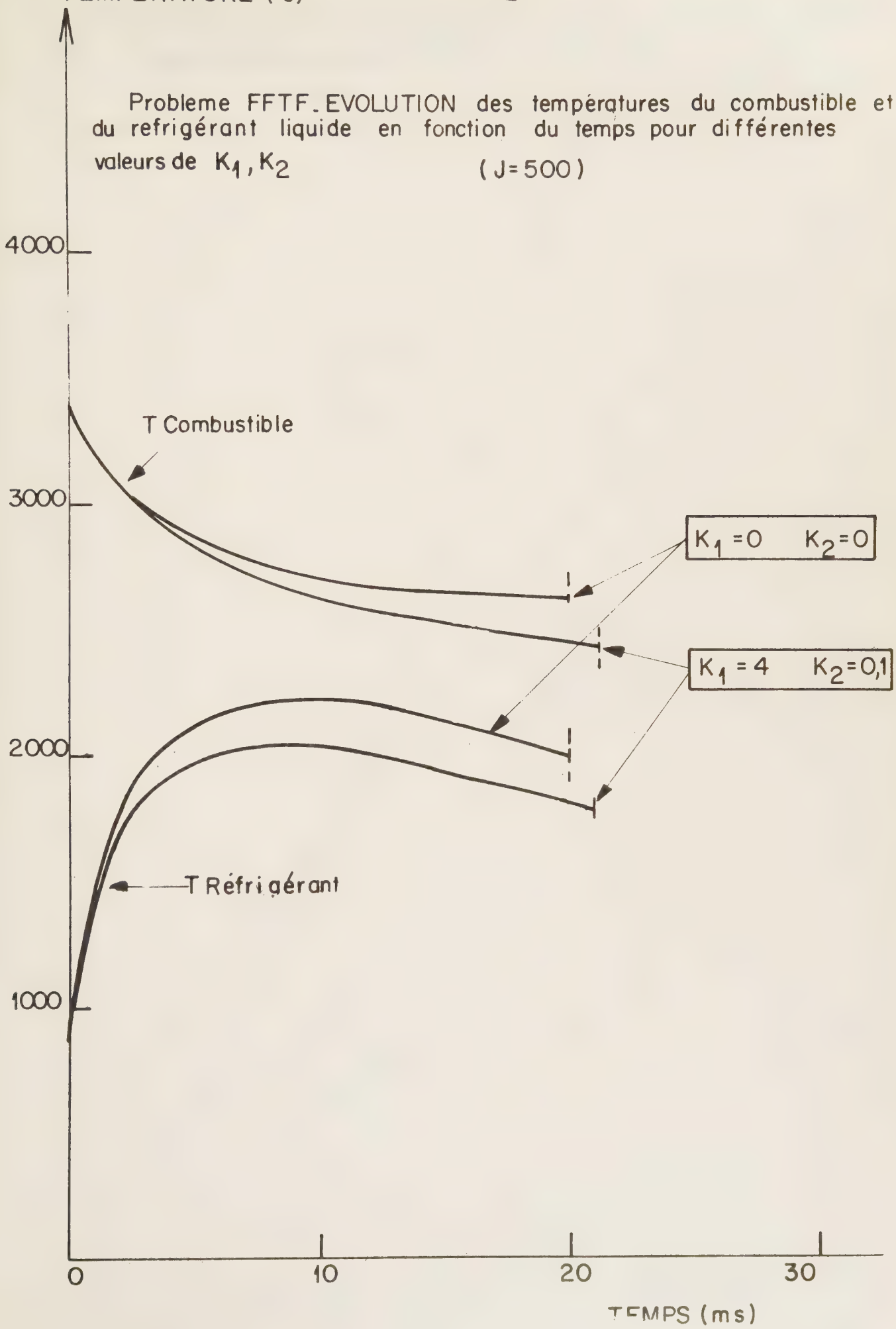

TEMPERATURE (°c)
Probleme FFTF. EVOLUTION des températures du combustible et du refrigérant liquide en fonction du temps pour différentes valeurs de K_1, K_2 (J=500)
4000
3000
2000
1000
T Combustible
T Réfrigérant
K_1 = 0 K_2 = 0
K_1 = 4 K_2 = 0,1
0
10
20
30
TEMPS (ms)

FIG IV 6

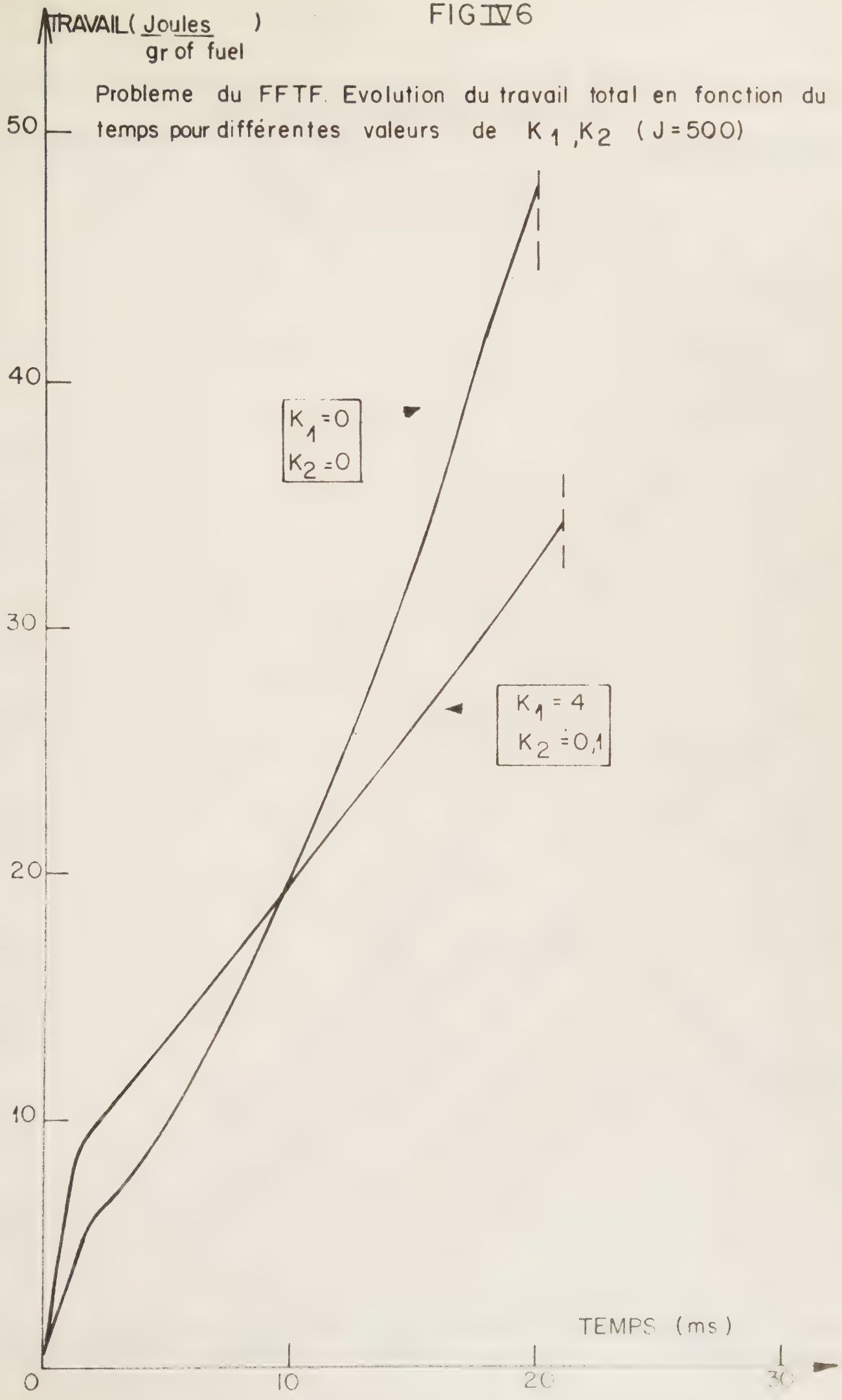

TRAVAIL (Joules / gr of fuel)
Probleme du FFTF. Evolution du travail total en fonction du temps pour différentes valeurs de K1, K2 (J=500)
50
40
30
20
10
0
10
20
30
TEMPS (ms)
K1 = 0
K2 = 0
K1 = 4
K2 = 0,1

FIG IV7

Probleme de VIPER .Evolution de la pression etde la temperature en fonction du temps (pas de formation de vapeur)

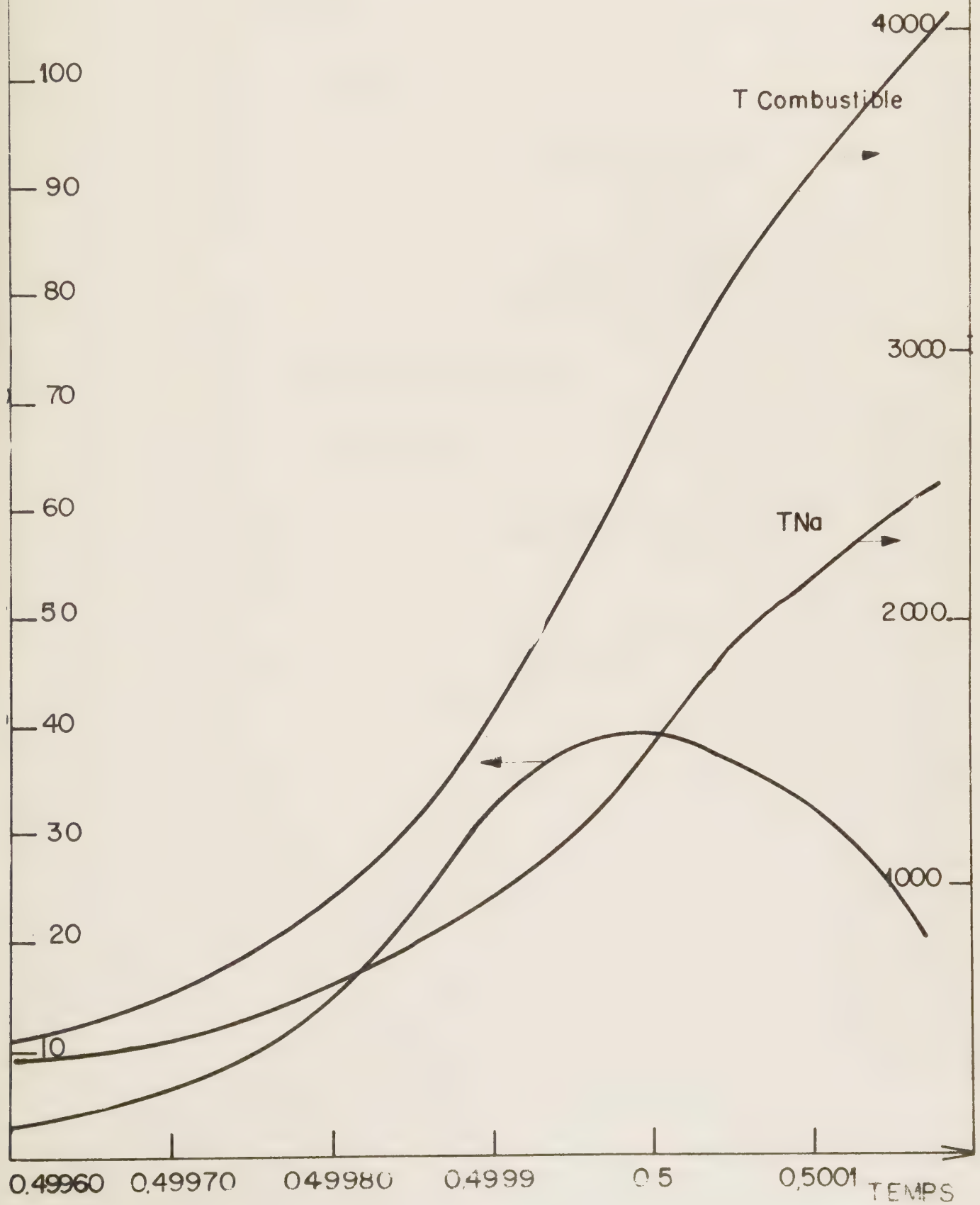
PRESSION (bars)

J = 1000

K_1 = 0

K_2 = 0

TEMPERATURE(°c)



Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse

Professeur L. NÉEL
MEMBRE DE L'INSTITUT
DIRECTEUR DU LABORATOIRE
DE MAGNÉTISME

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale